



Mesures de précision avec LPCTrap et développements techniques à GANIL : corrélation angulaire $\beta-\nu$ ($a\beta\nu$) et probabilité de shakeoff dans la décroissance de l' $^6\text{He}1+$, étude de la production de nouveaux faisceaux à SPIRAL.

C. Couratin

► **To cite this version:**

C. Couratin. Mesures de précision avec LPCTrap et développements techniques à GANIL : corrélation angulaire $\beta-\nu$ ($a\beta\nu$) et probabilité de shakeoff dans la décroissance de l' $^6\text{He}1+$, étude de la production de nouveaux faisceaux à SPIRAL.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2013. Français. NNT : . tel-00913412

HAL Id: tel-00913412

<https://theses.hal.science/tel-00913412>

Submitted on 3 Dec 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen Basse-Normandie

U.F.R : Sciences

Ecole doctorale : SIMEM

Thèse de doctorat

Présentée et soutenue le 18 Octobre 2013

par

Madame Claire Couratin

pour obtenir le

Doctorat de l'Université de Caen Basse-Normandie

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Titre :

Mesures de précision avec LPCTrap et développements techniques à GANIL : corrélation angulaire bêta-neutrino ($a_{\beta\nu}$) et probabilité de shakeoff dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}^+$, étude de la production de nouveaux faisceaux à SPIRAL.

Directeur de thèse : Monsieur Étienne LIÉNARD

Membres du Jury :

Monsieur Yorick BLUMENFELD, Directeur de recherches, IPNO, Orsay

Monsieur Amine CASSIMI, Ingénieur CEA, CIMAP, Caen

Monsieur Pierre DELAHAYE, Chargé de recherches, GANIL, Caen

Monsieur Étienne LIÉNARD, Maître de conférences, HDR, Université de Caen (Directeur de thèse)

Monsieur David LUNNEY, Directeur de recherches, CSNSM, Orsay (Rapporteur)

Monsieur Nathal SEVERIJNS, Professeur, Katholieke Universiteit, Leuven (Rapporteur)

Monsieur Thierry STORA, Senior physicist, CERN, Genève

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées au quotidien dans ce laboratoire. J'y ai découvert une grande famille et l'ambiance est particulièrement agréable. C'est certainement ce qui explique le fait que je sois restée aussi longtemps dans ce laboratoire pour y effectuer un grand nombre de stages et finalement ma thèse.

Merci à l'ensemble des membres du jury et à Jean-Claude S. de m'avoir accueilli dans son laboratoire à de si nombreuses reprises !

Un grand merci à Etienne L. et Xavier Fle. qui m'ont encadrée depuis ma deuxième année de licence jusqu'à maintenant. J'ai appris énormément avec eux aussi bien du côté professionnel que personnel. Un grand merci à J.F. Cam qui m'a encadrée lors de mon stage de M2 et au cours duquel j'ai découvert l'électronique du RFQCB de LPCTrap. Je ne remercierai jamais assez Gilles Q. pour son aide lors des simulations G4 et dont les discussions m'ont relancée à de nombreuses reprises. « Tu es arrivé pile poil au bon moment et sans toi, je crois bien que j'aurais lâché l'affaire ! »

Merci à la « dreamteam » pour l'organisation du BBQ et du repas de Noël qui permettent à ce laboratoire d'avoir une si bonne cohésion. Merci pour ces moments où nous trinquons (parfois un peu trop) et pour l'ensemble des plats que vous nous avez concocté !

Merci aux gars de l'info qui nous donnent les moyens de travailler dans de bonnes conditions et qui supportent nos sautes d'humeur lorsque ça ne marche plus !

Merci à la team de skateurs, Greg L., Samuel S., Arnaud L. et à la team de squasheurs, Xavier Fle., Jérémie D., Victor H. et Daniel C. notre photophobe. Ces moments « intensifs » de sport m'ont permis de m'évader du travail le midi et d'éviter de devenir obèse à rester assise derrière mon ordinateur !

Merci aux anciens thésards, Arnaud C., Philippe V., Edgard P. et Jérémy B., vous êtes partis vite pour la majorité mais ça ne nous a pas empêché de partager de bons moments de détente. Merci Arnaud de m'avoir installé G4 lorsque je ne savais même pas que le bashrc existait ! Merci Edgard de nous avoir accueillis chez toi à Vancouver avec Victor, c'est la meilleure « school » à laquelle j'ai pu participer ! Merci Phillou pour ce si « beau code » que j'ai mis plus d'un an à comprendre et à maîtriser. Maintenant, je comprends les classes ! Merci aux nouveaux aussi qui mettent une très bonne ambiance et qui font perdurer la tradition, en particulier, merci à Sylvain L., François A. (avec son rire communicatif légendaire) et Guillaume B.. Enfin un grand merci à Yves L. pour ses conseils avisés sur G4 et sur la thèse en générale.

Merci à Aurélie G. qui gère efficacement une partie du laboratoire depuis des années et qui,

par sa spontanéité et sa franchise permet de savoir quand quelque chose ne va pas ! Merci pour l'ensemble des pauses café et pour les deux trois (voire quatre) fois où tu m'as récupérée dans ton bureau en panique.

Un grand merci à mon collègue de bureau Thomas L. (« faites étoile sur le clavier ») pour toutes les fois où tu es allé me chercher le café. Merci pour ton soutien dans les moments difficiles. Je pensais que ce serait très pénible de jouer la secrétaire étant donné ce que Phillou avait pu me dire mais finalement, cela permet de rester au courant et de voir défiler une large panoplie de MCF. Merci pour les craquages, te faire découvrir certaines scènes cultes de films français ou autres a été un grand moment !

Merci à Xavier Fab., :FFFDDDDDDDD (c'est la fin de thèse qui fait cet effet là). Bon courage à toi pour la fin de ta thèse, « tu vas tout déchirer » ! J'espère bien que nous aurons d'autre weekend de dégustation culinaire et aussi arrosé que le dernier en date. Merci à Ingrid G., super ex-secrétaire de l'ED qui nous manque beaucoup ! Merci pour toutes nos sorties qui m'ont bien changé les idées. Merci d'avance pour toutes celles qui vont venir !

Merci à toute ma famille et mes amis, en particuliers, mes parents et mon p'tit amour. Leurs encouragements et leur soutien m'ont infiniment aidé!!!

Enfin, merci à Dominique D. pour son aide précieuse dans l'achèvement de cette thèse.

Sommaire

Remerciements	3
Introduction	9
I Le contexte théorique	11
I.1 L'interaction faible et la désintégration β	11
I.1.1 Les constituants élémentaires	11
I.1.2 Le premier Hamiltonien de la désintégration β	13
I.1.3 Les transitions β , règles de sélection	15
I.1.4 La cinématique des décroissances β dans le milieu nucléaire	15
I.1.5 La théorie de Fermi : calcul du taux de transition	16
I.1.6 La violation de la parité	18
I.1.7 Le Hamiltonien général de la désintégration β	20
I.1.8 La théorie V-A du Modèle Standard (MS)	20
I.1.9 Mesure de V_{ud} et unitarité de la matrice de mélange des quarks	22
I.2 Les différents paramètres de corrélation angulaire	27
I.2.1 Formalisme	27
I.2.2 Le rôle des symétries : P et T	29
I.2.2.1 La parité	29
I.2.2.2 L'invariance par renversement du temps	29
I.2.3 La recherche de courants exotiques	30
I.2.3.1 Expressions de $a_{\beta\nu}$ et du paramètre de Fierz	31
I.2.3.2 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans les transitions β	33
I.2.3.3 Les limites actuelles	34
I.3 Un peu de physique atomique : le phénomène de shakeoff (SO)	35
I.3.1 Définition et mesures antérieures	35
I.3.2 Modèles théoriques	36
II L'état de l'art concernant la mesure de $a_{\beta\nu}$	39
II.1 Les mesures directes	39
II.2 Les mesures indirectes	41
II.3 Les mesures récentes de $a_{\beta\nu}$ dans les noyaux	44
II.3.1 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance du ^8Li : l'expérience d'Argonne	44
II.3.2 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l' ^{35}Ar : l'expérience WITCH	46
II.3.3 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l' ^{16}He : l'expérience au CENPA de Seattle	47
II.4 Les mesures avec LPCTrap	49
II.4.1 Décroissance de l' $^{16}\text{He}^{1+}$	49
II.4.2 Décroissance de l' $^{35}\text{Ar}^{1+}$	49

II.4.3	Décroissance du $^{19}\text{Ne}^{1+}$	51
III	Le dispositif expérimental : LPCTrap	53
III.1	Les faisceaux radioactifs délivrés par le GANIL	53
III.1.1	Technique de production et de transport	53
III.1.2	Caractéristiques des faisceaux fournis	54
III.1.2.1	Noyau d' ^6He	55
III.1.2.2	Noyaux de ^{19}Ne & d' ^{35}Ar	55
III.2	Les pièges à ions	56
III.2.1	Principe de fonctionnement	58
III.2.2	Le piège de Paul transparent	59
III.2.3	Le piège de Paul linéaire	63
III.2.4	Capacité théorique des pièges	64
III.2.5	Processus de perte des ions	64
III.3	La ligne de mise en forme du faisceau	64
III.3.1	Le Quadripole Radio Fréquence Cooler Buncher (RFQ)	65
III.3.1.1	Technique de production du champ RF	67
III.3.1.2	Configurations électroniques pour le piégeage de différents noyaux	68
III.3.2	Les cavités pulsées de la ligne de transfert	69
III.4	La source d'ions hors ligne et les diagnostics faisceaux	70
III.5	Les optiques d'injection dans le piège de Paul	73
III.6	Le détecteur d'imagerie dit « d'extraction »	73
III.7	Fonctionnement	73
III.7.1	Paramètres typiques de l'ensemble de la ligne	73
III.7.2	Paramètres de temps adoptés au cours d'un cycle de mesure	75
III.8	Le système de détection adopté pour la mesure de $\alpha_{\beta\nu}$	76
III.8.1	Le télescope β	77
III.8.2	Le détecteur d'ions de recul	80
III.8.3	Le dispositif de mesure du shakeoff	82
III.8.4	Le système d'acquisition	83
IV	Les expériences au GANIL	85
IV.1	L'expérience $^6\text{He}^{1+}$ de novembre 2010	85
IV.1.1	Performances et réglages de la ligne LPCTrap	85
IV.1.1.1	Bilan des efficacités de transmission obtenues	86
IV.1.1.2	Paramètres optimisés de la ligne	89
IV.1.2	Propriétés du nuage	89
IV.1.2.1	Les phases de refroidissement et d'évaporation	90
IV.1.2.2	Le nuage à l'équilibre	90
IV.1.3	Résultats et analyse des données	91
IV.1.3.1	Calibration des TDCs	92
IV.1.3.1.1	Calibration pour la mesure du temps de vol	92
IV.1.3.1.2	Calibration de la phase de la tension radiofréquence (φ_{RF})	94
IV.1.3.1.3	Mesure du temps dans le cycle de piégeage	95
IV.1.3.2	Calibration en énergie des détecteurs	96
IV.1.3.2.1	Silicium à pistes	96
IV.1.3.2.2	Ensemble scintillateur et photomultiplicateur (PM)	98
IV.1.3.3	Identification des sources de bruits de fond et soustraction	98

IV.1.3.4	Spectres de coïncidences nettoyés	101
IV.2	Les expériences $^{35}\text{Ar}^{1+}$ (Juin 2011 et Juin 2012)	103
IV.2.1	Préparation des expériences : les tests en faisceau stable	103
IV.2.1.1	Les faisceaux stables délivrés par le GANIL	103
IV.2.1.2	Optimisation des paramètres de réglage de la ligne	103
IV.2.1.3	Etude du refroidissement dans le piège de mesure	105
IV.2.2	L'expérience préliminaire (E618S)	106
IV.2.2.1	Paramètres de réglage adoptés	106
IV.2.2.2	Conditions de fonctionnement lors de l'expérience préliminaire	106
IV.2.2.3	Résultats	106
IV.2.3	L'expérience finale (E634S)	107
IV.2.3.1	Détails techniques	107
IV.2.3.2	Spectre obtenu	108
V	Estimation du coefficient de corrélation angulaire et de la probabilité de shakeoff	111
V.1	Simulation de l'expérience	111
V.1.1	Générateur d'événements	111
V.1.2	Modélisation de la source d'ions	112
V.1.3	Propagation des ions par SIMION	114
V.1.4	Propagation des électrons par GEANT4	114
V.1.4.1	Traitement de la détection des électrons	116
V.1.4.2	Traitement de la diffusion des électrons	118
V.2	Détermination des probabilités de shakeoff	118
V.2.1	Le cas de l' $^6\text{He}^{1+}$	118
V.2.1.1	Spectres simulés, comparaison et résultats	118
V.2.1.2	Effets systématiques	119
V.2.2	Le cas de l' $^{35}\text{Ar}^{1+}$	123
V.2.2.1	Résultats	123
V.2.2.2	Comparaison à des calculs théoriques	125
V.3	Détermination expérimentale de $a_{\beta\nu}$	126
V.3.1	Influence de la RF sur les spectres en temps de vol	127
V.3.2	Influence de la diffusion des électrons	127
V.3.3	Influence du coefficient de température C_T	130
V.3.4	Comparaison avec les données expérimentales (préliminaire)	130
V.3.4.1	Observables de contrôles	134
V.3.5	Conclusions	134
VI	Au delà de l'^6He - Prospectives	137
VI.1	Evolution de la ligne LPCTrap	137
VI.1.1	Nouvelle chambre de mesure et système à multi-détecteur	137
VI.1.2	Spectromètre de masse	137
VI.1.3	Le dérouleur de bande	139
VI.2	Production de nouveaux faisceaux pour LPCTrap	141
VI.2.1	Les principales sources d'ions radioactifs	141
VI.2.1.1	Sources à ionisation de surface	142
VI.2.1.2	Sources laser	143
VI.2.1.3	Sources à résonance cyclotronique électronique (ECR)	143

VI.2.1.4 Source FEBIAD (Forced-Electron Beam for Ionisation by Arc Discharge)	143
VI.2.2 Conditionnement de la source FEBIAD	145
VI.2.2.1 Etalonnage en température de l'ensemble	147
VI.2.2.2 Mesures d'efficacités	150
VI.2.2.3 Paramètres de fonctionnement optimaux	150
VI.2.3 Les tests sur SIRa (Séparateur d'Ions Radioactifs) au GANIL	150
VI.2.3.1 Expérience de Mai 2011 (~ 5 UT)	151
VI.2.3.1.1 Caractéristiques du faisceau sur cible	151
VI.2.3.1.2 Préparation de l'expérience	151
VI.2.3.1.3 Détermination des taux de production	154
VI.2.3.1.4 Résultats d'expérience	160
VI.2.3.2 Expérience de Juin-Juillet 2011	162
VI.2.3.3 Expérience de Juillet 2012	162
VI.3 Conclusions	164
Conclusion	165
A Calcul théorique du shakeoff	167
A.1 Formules utilisées pour le calcul analytique	169

Introduction

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de tests expérimentaux à basse énergie du Modèle Standard des particules (MS). Cette théorie a été mise en défaut récemment (oscillation des neutrinos) et l'ensemble de la communauté sait pertinemment que ce n'est pas la théorie ultime. Ce modèle demeure quasi inchangé depuis plus de trente ans. Pour ne citer que certaines de ses lacunes, il ne décrit que trois des quatre interactions fondamentales. En effet, la théorie de la gravitation n'est pas encore décrite à un niveau quantique. Le MS possède de nombreux paramètres libres tels que le nombre de générations de particules élémentaires et leurs masses ne sont pas prédites mais reposent sur des observations expérimentales. Son pouvoir prédictif sans précédent en fait tout de même la théorie la plus solide pour décrire les particules élémentaires et la manière dont elles interagissent. Il existe deux types de test de ce modèle : des tests à haute énergie et des tests à basse énergie. Dans le premier cas, le but est d'atteindre la plus grande énergie possible afin de produire de nouvelles particules dans des collisions leptonique (e^+e^-) ou hadronique (proton-proton). Dans le second cas, des mesures de précision sont réalisées dans le cadre de processus nucléaires pour mettre en évidence une différence significative par rapport aux prédictions du MS.

Nous pouvons citer quelques grands succès de cette théorie avec la découverte des courants neutres au sein de l'interaction faible en 1973 puis le médiateur de l'interaction forte en 1979 et enfin les bosons de l'interaction faible en 1983. Récemment, le boson de Higgs a été découvert confirmant le mécanisme qui porte son nom et qui procure la masse aux particules.

L'étude des désintégrations β dans les noyaux fait partie des meilleures sondes de l'interaction faible. En effet, dans la description de la cinématique, différents paramètres de corrélation apparaissent et possèdent une valeur définie par le MS. Les mesures de précision permettent alors de tester les limites de ces prédictions et d'y attribuer certaines contraintes. Un des grands succès de ce modèle est la théorie V-A qui décrit l'interaction faible et qui postule que seuls les courants de types vecteur et axial-vecteur existent. D'autres courants, dits exotiques, sont autorisés par l'invariance du Hamiltonien général de l'interaction par transformation de Lorentz, les courants scalaire, pseudo-scalaire et tenseur, dont la précision sur les contraintes n'est pas encore suffisante pour les exclure définitivement. L'objet de ce travail est d'améliorer les contraintes sur l'existence de tels courants.

Les mesures de précision demandent une connaissance fine et une étude minutieuse des effets systématiques. Le dispositif LPCTrap, installé au GANIL sur la ligne LIRAT, a été développé à partir de la fin des années 1990 et utilise une technique innovante : un piège de Paul transparent aux produits de la décroissance d'ions radioactifs confinés dans un petit volume et quasiment au repos. Nous proposons de mesurer le coefficient de corrélation angulaire $\beta - \nu$, $a_{\beta\nu}$, en effectuant une mesure en coïncidence de l'ion de recul avec le β permettant d'extraire $a_{\beta\nu}$ via le spectre en temps de vol de l'ion. Suivant la transition nucléaire considérée, nous testons la présence de courants exotiques bien spécifiques dans l'interaction faible. Nous verrons qu'il est également possible via la mesure de ce coefficient $a_{\beta\nu}$ dans les transitions miroirs de déduire

une valeur du terme V_{ud} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) permettant ainsi de tester l'hypothèse d'unitarité de la matrice de CKM. Une mesure en coïncidence donne accès à plusieurs observables permettant de traiter de façon approfondie les effets systématiques inhérents aux instruments utilisés pour la détection des produits de la décroissance. Afin de mettre en forme les faisceaux, délivrés par le GANIL par une méthode de type ISOL, un piège de Paul linéaire est utilisé et permet de refroidir les ions avec un gaz tampon et de les regrouper par paquet (RFQCB) avant leur injection dans le piège de Paul de mesure. La mise en place d'un spectromètre d'ions de recul a été entreprise en 2010 permettant en plus de mesurer un processus de physique atomique : le shakeoff. Ce processus consiste en l'émission d'un électron du cortège électronique au cours de la désintégration β . Ce phénomène n'est pas décrit théoriquement de façon exacte et sa mesure permet à la fois de traiter un effet systématique pour la détermination de $a_{\beta\nu}$ et de fournir des données expérimentales permettant de tester les modèles théoriques élaborés par les physiciens atomistes.

Ce manuscrit se divise en six parties. Dans un premier chapitre, le sujet de cette thèse sera replacé dans son contexte. Ainsi, les bases théoriques dans lesquelles reposent le MS seront rapidement abordées ainsi que le phénomène de shakeoff.

Un bilan de l'état de l'art de la mesure de $a_{\beta\nu}$ est développé dans le second chapitre et diverses expériences dédiées à cette mesure sont présentées.

Le troisième chapitre est dédié à la description du dispositif expérimental LPCTrap. L'ensemble des modifications qui ont été faites depuis la dernière thèse sera mis en avant. De même, le principe des pièges de Paul sera détaillé puisque LPCTrap en possède deux : un piège bidimensionnel (RFQCB) et un piège tridimensionnel dans lequel les décroissances sont étudiées.

Les expériences qui ont été réalisées avec ce dispositif sont décrites dans le quatrième chapitre ainsi que l'analyse d'une partie des données expérimentales. Celle-ci a permis d'extraire les probabilités de shakeoff dans la désintégration de ${}^6\text{He}^{1+}$ et permettra d'estimer $a_{\beta\nu}$ dans cette désintégration. La mesure de ce paramètre dans la désintégration de ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ est également d'intérêt et l'expérience réalisée a déjà permis de mesurer les probabilités de shakeoff associées qui sont comparées à un modèle théorique.

Le cinquième chapitre relate l'ensemble des simulations effectuées pour extraire les grandeurs physiques d'intérêts des données expérimentales. Les outils utilisés et les processus physiques pris en compte seront explicités.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'évolution possible du dispositif LPCTrap et au développement d'un nouvel ensemble cible-source dans le cadre de l'« upgrade » de SPIRAL1. Cette mise à niveau a pour particularité de coupler une cible SPIRAL à une source FEBIAD (Forced Electron Beam Induced by Arc Discharge) et permettra de produire de nouveaux faisceaux d'intérêt pour les tests du MS. Plusieurs expériences tests ont été effectuées et ont permis d'améliorer l'ensemble. Elles seront décrites après une brève introduction sur les sources d'ions existantes et sur la technique ISOL.

Chapitre I

Le contexte théorique

Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement le cadre théorique dans lequel se place notre étude. Ce chapitre repose en grande partie sur les références [Lié10, SBNC06].

I.1 L'interaction faible et la désintégration β

I.1.1 Les constituants élémentaires

L'électron

Il s'est écoulé trente ans entre la découverte de l'électron par Thomson en 1897 et sa description théorique par Dirac quand celui ci a proposé l'équation qui porte son nom. Cette équation décrit de façon covariante la fonction d'onde de l'électron et du positron et de façon générale toute particule de spin 1/2. C'est un premier pas vers l'unification de la mécanique quantique et de la relativité restreinte, qui trouvera son expression définitive avec la théorie quantique des champs. Cette équation permet de décrire les particules possédant un spin contrairement à celle de Klein-Gordon qui s'exprime comme suit pour une particule de masse m :

$$(\nabla^2 - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2})\psi(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (\text{I.1})$$

L'équation de continuité associée est obtenue en effectuant l'opération $((\text{I.1}) \times i\psi^* - i\psi \times (\text{I.1})^*)$:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (\text{I.2})$$

avec :

$$\rho = \frac{i}{c^2} (\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial t}) \quad \vec{j} = -i(\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$$

où, ρ est la densité de probabilité de présence, \vec{j} est le vecteur densité de courant.

L'équation de Klein-Gordon rend problématique l'interprétation de ρ qui pouvait être négative. Or il est impossible d'identifier une grandeur négative à une densité de probabilité. Pauli et Weisskopf trouvèrent une alternative en interprétant ψ non plus comme la fonction d'onde d'une particule mais comme la fonction d'onde d'un champ de particules relativistes de masse m . Ils purent ainsi considérer la présence de charges positives et négatives et identifier la quantité $e\rho$ à une densité de charge électrique pouvant être aussi bien négative que positive. Afin de

contourner ce problème, Dirac établit une équation relativiste invariante par transformation de Lorentz de la forme :

$$[-i\vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} + \beta m]\psi = i\frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (\text{I.3})$$

avec :

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$$

Les σ_i sont les matrices de Pauli et I est la matrice unité :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ψ est la fonction d'onde associée à une particule libre de masse m qui doit vérifier l'équation de Klein Gordon (eq. I.1) : une particule libre est soumise à la relation relativiste entre le moment et l'énergie. Cela conduit à des fonctions d'onde qui sont des matrices composées de quatre éléments :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix}$$

L'équation I.3 peut être réécrite sous la forme dite « covariante » qui utilise les matrices γ^μ de Dirac :

$$[i\gamma^\mu \partial_\mu - m]\psi = 0 \quad (\text{I.4})$$

avec :

$$\gamma^\mu = (\beta, \beta\vec{\alpha}) = (\gamma^0, \gamma^k) \text{ avec } k = 1, 2, 3$$

$$\begin{aligned} \partial_\mu &= \left(\frac{\partial}{\partial t}, \vec{\nabla} \right) \\ \gamma^0 &= \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} \\ \gamma^k &= \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Le neutrino

Nous savons maintenant que la désintégration β^- est la transformation d'un neutron en proton suivant la réaction :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{I.5})$$

où apparaît l'antineutrino.

Auparavant, l'observation inattendue d'un spectre continu de l'énergie de l'électron dans le cadre de cette réaction avait conduit à émettre deux hypothèses. La première était que l'énergie n'est pas conservée lors du processus. La deuxième supposait l'apparition d'une troisième particule, de masse proche de celle de l'électron et de même spin, avec une section efficace d'interaction très faible [Pau30]. Dans ce cas, l'énergie se distribue entre l'électron et ce qui fut appelé alors le « neutron » : $E_e + E_{\text{« neutron »}} = \text{cste}$. Cette deuxième hypothèse fut confirmée par la détection de cette particule en 1956 par Reines et Cowan auprès d'un réacteur nucléaire. Pauli nomma cette particule « neutron » jusqu'à ce que le neutron d'« aujourd'hui » soit découvert en 1932 par James Chadwick. Fermi renomma alors le « neutron » de Pauli, neutrino, et il

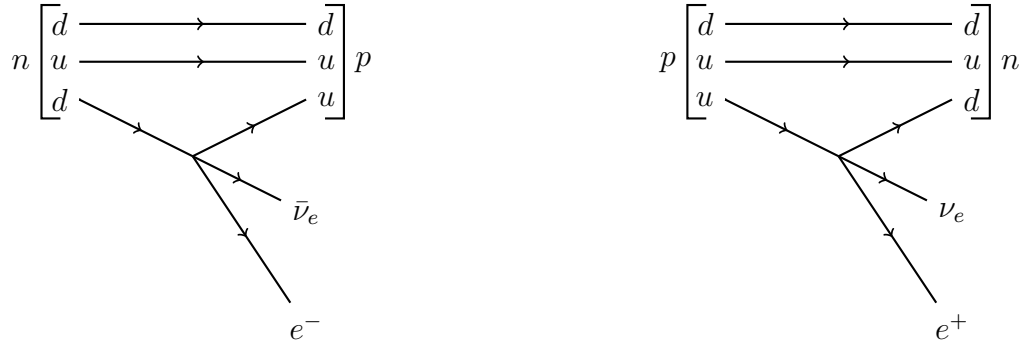


FIGURE I.1 – Désintégration β nucléaire correspondant à un changement de saveur du quark d en quark u et inversement.

formula la première théorie de l'interaction faible en 1934 dans le cadre de la théorie quantique des champs incorporant le neutrino et utilisant l'équation de Dirac.

La structure en quark des nucléons

Dans les années 60, l'étude des réactions à haute énergie a permis de mettre en évidence la structure en triplet de quarks des nucléons n(udd) et p(uud) de sorte que les réactions élémentaires correspondant aux décroissances β sont en fait un changement de saveur du quark u en quark d et inversement (voir figure I.1) :

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\beta^-)$$

$$u \rightarrow d + e^+ + \nu_e \quad (\beta^+)$$

I.1.2 Le premier Hamiltonien de la désintégration β

Le premier développement théorique décrivant la réaction I.5 est construite par analogie avec l'électromagnétisme (EM) en supposant une interaction ponctuelle de type courant-courant, chaque courant étant de type vectoriel (voir figure I.2). La constante de couplage dite constante de Fermi G_F joue un rôle analogue à la charge électrique dans la théorie de l'EM et représente l'intensité de l'interaction faible. La valeur de G_F est de l'ordre 10^{-5} GeV^{-2} , ce qui justifie l'appellation d'interaction faible. Jusqu'à présent, les mesures de cette constante, que ce soit dans des processus leptoniques (décroissance du muon), semi-leptoniques (décroissance β) ou non leptoniques (décroissance du K), ont toujours donné la même valeur. Elle est donc « universelle ». De cette observation est issue l'hypothèse de la Conservation des Courants Vecteurs (hypothèse CVC). Le Hamiltonien de la désintégration β s'exprime donc comme le produit d'un courant hadronique ($j^\mu(h)$) avec un courant leptonique ($j^\mu(l)$) :

$$\hat{H} = j^\mu(h).j^\mu(l) = G_F C_V (\bar{\psi}_p O_V \psi_n) (\bar{\psi}_e O^V \psi_\nu) + \text{h.c.} \quad (\text{I.6})$$

où :

- ψ_p est la fonction d'onde associée au proton,
- ψ_n au neutron,
- ψ_ν au neutrino,
- ψ_e à l'électron,

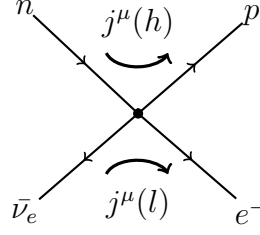


FIGURE I.2 – Désintégrations β par interaction ponctuelle. $j^\mu(l)$ et $j^\mu(h)$ sont respectivement les courants « faibles », hadronique et leptonique, imaginés par Fermi par analogie avec la théorie de l'électromagnétisme.

- $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$ est la forme adjointe de ψ avec ψ^\dagger la fonction d'onde hermitienne conjuguée de ψ ,
- $O_V = \gamma^\mu$ est l'opérateur invariant de Lorentz de type vecteur,
- γ^μ sont les matrices de Dirac
- C_V , la constante de couplage vectoriel permettant de décrire l'intensité de l'interaction ($C_V = 1$, dans l'hypothèse CVC),
- h.c. est l'hermitien conjugué,

Dans le cadre de ce formalisme, la règle de sélection d'une transition nucléaire : $\Delta J = 0$ (état singulet de spin) implique que les leptons aient leur spins antiparallèles ($S=0$) et que la transition n'induisse pas de changement de parité. Cependant, cette règle n'étant pas suffisante pour décrire l'ensemble des observations expérimentales, Gamow et Teller ont complété en 1936 cette description en énonçant une nouvelle règle : $\Delta J = 1, 0$ ($0 \rightarrow 0$ exclu). Ils ont alors introduit l'opérateur de spin non relativiste $\vec{\sigma}$ (matrices de Pauli). L'ensemble de ces deux règles de sélection a conduit aux différents opérateurs invariants de Lorentz (O_i). En effet, en 1956, la théorie de Fermi est modifiée par Gell-Mann et Feynman, en parallèle, par Sudarshan et Marshak, qui la généralisent en tenant compte de tous les courants invariants par transformation de Lorentz [FGM58]. Cet ensemble, ainsi que leur expression en fonction des matrices de Dirac, sont regroupés dans le tableau I.1 suivant :

$\hat{O}_V = \gamma^\mu$	Vecteur
$\hat{O}_A = \gamma^5 \gamma^\mu$	Axial-vecteur ou Pseudovecteur
$\hat{O}_S = I$	Scalaire
$\hat{O}_T = \sigma^{\mu\nu}$	Tenseur
$\hat{O}_P = \gamma^5$	Pseudoscalaire
avec $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ le terme traduisant le caractère tenseur de l'interaction	
et $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$	

Tableau I.1 – Les cinq opérateurs invariants de Lorentz.

Il n'est pas possible d'aller au-delà de ces cinq opérateurs du fait des relations d'anti-commutations des matrices de Dirac : au-delà d'un produit de quatre matrices, au moins deux d'entre-elles seraient identiques. Par exemple, l'opérateur $\hat{O}_A = \gamma^5 \gamma^\mu$ est égal à $\gamma^\lambda \gamma^\mu \gamma^\epsilon$ avec $\lambda < \mu < \epsilon$. Le Hamiltonien comprend alors l'ensemble des types d'interactions possibles qui respectent l'invariance par transformation de Lorentz dans l'espace-temps (transformations V :

Transitions permises : $\Delta L = 0$	$\Delta\pi = (-1)^L = 1$
Transition de type Fermi (F)	$\Delta J = 0$
Transition de type Gamow-Teller (GT)	$\Delta J = 0, \pm 1$ sans $0 \rightarrow 0$
Transitions premières interdites : $\Delta L = 1$	$\Delta\pi = -1$
Transition de type Fermi (F)	$\Delta J = 0, \pm 1$
Transition de type Gamow-Teller (GT)	$\Delta J = 0, \pm 2$
<i>etc.</i>	

Tableau I.2 – Tableau regroupant les différentes règles de sélection

vecteur, A : axial-vecteur ou pseudovecteur, S : scalaire, T : tenseur, P : pseudoscalaire) :

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hat{H}_{V,A} + \hat{H}_{S,T} + \hat{H}_P \\ &= G_F \sum_{i=V,A,S,T,P} (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (C_i \bar{\psi}_e O^i \psi_\nu) + \text{h.c.}\end{aligned}\tag{I.7}$$

où C_i sont les constantes de couplage des différents termes permettant de décrire l'intensité de chaque interaction. Des expériences de précision en décroissances β permettent d'identifier les types de couplage présents dans les processus.

I.1.3 Les transitions β , règles de sélection

Les transitions β sont traditionnellement divisées en deux catégories :

- les transitions permises correspondent à un processus où aucun moment angulaire n'est emmené par la paire de leptons, ce qui se traduit par $\Delta L = 0$ (ΔL est la variation du moment cinétique orbital entre les systèmes initial et final),
- les transitions interdites correspondent à $\Delta L \neq 0$

Les transitions permises sont très probables par rapport aux transitions interdites. Le tableau I.2 résume les règles de sélection énoncées et est étendu aux transitions premières interdites. Il est important de noter que lors des transitions où $\Delta J = 0$, seules les interactions scalaire et vectorielle interviennent. Au cours des transitions Gamow-Teller où il y a changement de spin, seules les interactions axiale et tenseur sont mises en jeu.

I.1.4 La cinématique des décroissances β dans le milieu nucléaire

La cinématique est définie à partir des observables suivantes :

- θ est l'angle entre l'électron (e^-) et l'antineutrino ($\bar{\nu}_e$),
- φ est l'angle entre le recul et l'électron,
- p_e, E_e sont respectivement l'impulsion et l'énergie totale de l'électron ($E_e = T_e + m_e c^2$ et $p_e^2 c^2 = E_e^2 - m_e^2 c^4$),
- p_ν, E_ν sont respectivement l'impulsion et l'énergie totale de l'antineutrino avec $E_\nu = p_\nu c$ en supposant $m_\nu = 0$,

- p_r , E_r sont respectivement l'impulsion et l'énergie totale de l'ion de recul, T_r son énergie cinétique,
- E_0 est l'énergie totale disponible lors de la désintégration : $E_0 = E_e + E_\nu + T_r = Q_\beta + m_e c^2$,

Par convention, la direction d'émission de l'électron est prise comme axe de référence (voir fig. I.3) :

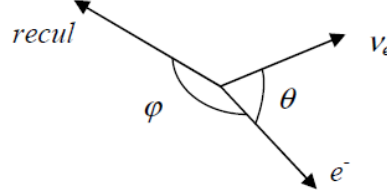


FIGURE I.3 – Définition des angles d'une désintégration β .

La conservation de l'énergie et de l'impulsion impose que seule une certaine zone de l'espace cinématique est autorisée telle que si :

- $T_e = 0$: $Q_\beta \sim E_\nu$ car T_r est négligeable $\Leftrightarrow p_r = p_\nu$ ce qui implique que le recul et l'antineutrino soient émis à l'opposé l'un de l'autre pour respecter la conservation de l'impulsion (θ et φ sont indéfinis),
- $p_r = 0$: $p_e = p_\nu$, l'électron et l'antineutrino sont émis à l'opposé l'un de l'autre : $\theta = \pi$, φ est indéfini,
- $p_\nu = 0$: $Q_\beta = T_\beta^{\max}$, $p_e = p_r$, θ est indéfini, $\varphi = \pi$

En supposant que le noyau père est au repos, ce qui est le cas, en première approximation, lors de l'utilisation de piège à ions, les relations suivantes sont vérifiées :

- l'énergie maximale de l'électron vaut $T_\beta^{\max} \sim Q_\beta$ ($E_\nu = 0$ et l'énergie de recul de l'ion est négligée),
- dans le cas particulier où le neutrino n'emporte pas d'énergie, $p_e^{\max} = p_r^{\max} = \sqrt{Q_\beta^2 + 2m_e Q_\beta}$ et $T_r^{\max} = \frac{p_r^{\max 2}}{2M_r}$ où M_r est la masse de l'ion de recul.

I.1.5 La théorie de Fermi : calcul du taux de transition

A partir du Hamiltonien, il est possible d'accéder à des quantités expérimentales en calculant, par exemple, des taux de transitions. Pour cela, la règle d'or de Fermi est utilisée. Cette dernière est déduite à partir de la théorie des perturbations dépendant du temps que le caractère faible de l'interaction justifie pleinement. Dans ce cadre, la probabilité de transition d'un état « i » à un état « f » par unité de temps s'écrit :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_0) \quad (\text{I.8})$$

où ρ est la densité d'états finals accessibles correspondant au nombre d'états par unité d'énergie ($\frac{dN}{dE_0}$), E_0 est l'énergie totale disponible dans la désintégration, $V_{fi} = \langle f(e^-, \bar{\nu}) | H_\beta | i \rangle$ est l'élément de matrice de la transition (qui contient l'essentiel de la physique) avec les fonctions d'ondes décrivant les particules concernées par le processus.

Considérons un lepton confiné dans un volume de normalisation V avec une impulsion comprise entre p et $p + dp$, le nombre d'états par unité d'impulsion s'écrit :

$$\frac{d^3n}{dp} = \frac{V}{h^3} p^2 d^2\Omega \quad (\text{I.9})$$

Le nombre d'état final est $d^4N = dn_e dn_\nu$ et selon la convention définie à la figure I.3, $d\Omega_\nu = 2\pi \sin\theta d\theta$. Enfin, le développement du terme de densité d'états finals conduit à :

$$\rho(E_0) = \frac{dN}{dE_0} = \frac{2\pi V^2}{c^3 h^6} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 \sin\theta dp_e d\theta d^2\Omega_e \quad (\text{I.10})$$

L'expression de la probabilité de transition entre deux états dont l'état fils est fixé pour une impulsion de l'électron définie à dp_e près dans un angle solide $d^2\Omega_e$ et pour un angle d'émission du neutrino défini à $d\theta$ près vaut :

$$d^4\lambda = N(p_e, \theta) dp_e d\theta d^2\Omega_e = \frac{8\pi^3 V^2}{c^3 h^7} |V_{fi}|^2 p_e^2 (E_0 - E_e)^2 \sin\theta dp_e d\theta d^2\Omega_e \quad (\text{I.11})$$

Cette équation permet d'obtenir directement le taux d'événements $N(p_e, \theta)$ dans l'espace de phase considéré. Il reste cependant à développer l'élément de matrice de la transition V_{fi} .

La fonction d'onde des leptons peut être représentée à partir d'ondes planes normalisées telles que :

$$\psi_{\text{leptons}}(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} u(\vec{p}) \exp(-ixp) \text{ avec } xp = Et - \vec{p}\vec{r} \quad (\text{I.12})$$

où u est un spineur de Dirac, solution de l'équation I.3. Si ce même type de fonctions d'ondes étaient utilisées pour le proton ou le neutron, nous ne considérerions alors que la décroissance hors milieu nucléaire. Or, les nucléons étant liés dans le noyau, ils doivent être décrits par une fonction d'onde de Schrödinger non relativiste (justifié par les énergies mises en jeu) telle que :

$$\psi_{\text{nucléons}}(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\vec{p}} \psi(\vec{p}) \exp(-ixp) \quad (\text{I.13})$$

Dans les transitions permises, les leptons n'emportent aucun moment angulaire ($\Delta L = 0$). Dans le cadre de ces transitions, les fonctions d'ondes sont telles que :

$$\psi_e = \frac{1}{\sqrt{V}} \text{ et } \psi_\nu = \frac{1}{\sqrt{V}}$$

En effet, si nous considérons un électron de 1 MeV, cela correspond à :

$$p_e = 1.42 \text{ MeV}/c \text{ soit } \frac{p_e}{h} = 0.007 \text{ fm}^{-1}$$

Puisque dans un noyau la distance caractéristique r est de l'ordre du fermi, la quantité $(p_e \times r)/\hbar$ est presque nulle. Cette configuration très attractive a conduit à l'élaboration de l'approximation dite « permise » où l'exponentielle est développée en série (justifiée par le fait que la quantité en argument de l'exponentielle tend vers 0). Cette approximation consiste à ne conserver que le premier terme du développement égal à 1, et, est exacte dans les transitions particulières dites « permises ». Le développement du terme $V_{fi} = \langle f(e^-, \bar{\nu}) | H_\beta | i \rangle$ est difficile à réaliser étant donné que le noyau n'est pas théoriquement décrit de façon simple et juste. Les éléments qui concernent le noyau sont donc, en quelque sorte, « cachés » dans l'élément de matrice nucléaire M_{fi} . Au delà du formalisme de Fermi, celui-ci peut être décomposé en deux parties : l'une

correspondant aux transitions de Fermi, et l'autre, aux transitions de Gamow-Teller. Ainsi, $|M_{fi}|^2 = C_{GT}^2 |M_{GT}^2| + C_F^2 |M_F^2|$.

Finalement, la formule I.11 peut être intégrée sur un angle solide complet pour l'électron ($\Omega_e = 4\pi$) et sur tous les angles possibles du neutrino ($0 \rightarrow \pi$). La valeur de la probabilité de transition peut alors s'exprimer comme suit :

$$d\lambda = \frac{64\pi^4}{h^7 c^3} (C_{GT}^2 |M_{GT}^2| + C_F^2 |M_F^2|) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e \quad (\text{I.14})$$

Les effets coulombiens liés à l'interaction entre le noyau et l'électron sont pris en compte en multipliant l'expression de la probabilité de transition par la fonction de Fermi $F(Z, p_e)$ dans laquelle Z est le numéro atomique du noyau fils. En intégrant sur l'ensemble des impulsions autorisés de la particule β , la probabilité de transition prend la forme suivante :

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{t_{\frac{1}{2}}} = \frac{2(C_F^2 |M_F|^2 + C_{GT}^2 |M_{GT}|^2) m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \times f(Z, E_0) \quad (\text{I.15})$$

où nous obtenons ce qui est appelé l'intégrale de Fermi qui est indépendante de l'état nucléaire et qui s'exprime de la façon suivante :

$$f(Z, E_0) = \frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)} \int_0^{p_{max}} F(Z, p_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e \quad (\text{I.16})$$

L'intégrale de Fermi est aussi parfois appelée facteur d'espace de phase. Le calcul montre qu'elle dépend fortement de l'énergie maximale emportée par l'électron (respectivement le positron) dans une désintégration β^- (respectivement β^+). Le facteur $\frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)}$ permet de la rendre sans dimension. En particulier, à partir de cette intégrale, il est possible de déduire une observable caractéristique de la désintégration β :

$$f(Z, E_0) t_{1/2} = \frac{2\ln(2) \pi^3 \hbar^7}{2(C_F^2 |M_F|^2 + C_{GT}^2 |M_{GT}|^2) m_e^5 c^4} \quad (\text{I.17})$$

avec ft , la demi-vie comparée, qui caractérise les transitions β , $t_{\frac{1}{2}}$ une période partielle prenant en compte le rapport d'embranchement de la transition considérée : $t_{1/2} = T_{1/2}/BR$. En effet, lors d'une décroissance β , un ou plusieurs états fils peuvent être peuplés. La valeur ft permet de séparer les caractéristiques des états nucléaires de celles dues aux effets coulombiens liés au nombre atomique Z du noyau fils considéré. La seule considération de l'interaction vectorielle par Fermi dans sa théorie ($C_F = C_V$) permet déjà de décrire un nombre considérable de transitions. En effet, les valeurs ft permettent de comparer les transitions β entre elles et permettent grossièrement de déterminer leur type (voir tableau I.3). Les valeurs peuvent varier d'une fraction de seconde à plusieurs millions d'années. Il est généralement plus adapté d'utiliser la valeur du $\log(ft)$. Les valeurs varient de $\sim 3 - 4$ pour les transitions appelées alors « superpermises » (ce sont des transitions pures), $\sim 5 - 6$ pour les transitions permises (qui ont un plus faible recouvrement des fonctions d'onde) et sont supérieures à 6 pour les transitions interdites.

I.1.6 La violation de la parité

Il a très longtemps été considéré que la parité était conservée dans les processus physiques. Cependant en 1954 est apparu le « puzzle $\theta - \tau$ ». En effet, ces deux particules, θ et τ , ont été identifiées via les modes de désintégration suivants :

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$\log(ft)$	Types de transitions
2.9 - 3.7	Superpermises
4.4-6.0	Permises
6.0-10	1 ^{res} interdites
10-13	2 ^{es} interdites
> 15	3 ^{es} interdites

Tableau I.3 – Tableau regroupant les types de transitions en fonction des $\log(ft)$. Les transitions superpermises sont plus probables que les transitions permises qui sont plus probables que les transitions premières interdites etc...

et

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Les physiciens remarquant une trop grande similarité entre les masses mesurées et le temps de vie de ces deux particules ont fini par admettre que c'était la même particule et l'ont appelée kaon, K^+ . Cependant, le pion est un « méson pseudo-scalaire », ce qui signifie qu'il a un spin nul mais une parité intrinsèque égale à -1 . Cela implique que la parité est égale à 1 dans le premier mode de décroissance des K^+ et -1 dans le second. Cette observation conduisit en 1956 Lee et Yang à supposer une possible violation de la parité [LY56]. Mme Wu et ses collaborateurs en firent la démonstration expérimentale, en 1957, en étudiant la désintégration β du ^{60}Co [W+57]. De même, en 1958, l'expérience de Goldhaber *et al.* [GG58] permit de mesurer l'hélicité des neutrinos. Ils mirent alors en évidence que les neutrinos sont gauchers via la mesure de l'hélicité des γ émis par le noyau de recul issu de la capture électronique d'un électron K par l' ^{152m}Eu . De plus, ce résultat indique que les interactions des transitions Gamow-Teller sont de type axial et il est compatible avec une violation maximale de la parité. De nombreuses observations expérimentales sont allées dans ce sens comme par exemple la reprise de l'expérience de Mme Wu par Chirovsky *et al.* [C+80] qui a fourni une mesure de l'asymétrie β (voir section I.2) : $A_\beta = -1.01(2)$. L'asymétrie β est théoriquement égale à -1 s'il y a violation maximale de la parité. En 1964, il a été mis en évidence que la symétrie CP n'était pas conservée dans la décroissance des particules étranges, en particulier les systèmes de kaons [CCVT64]. Cette découverte impliquait donc que l'invariance par renversement du temps soit également violée. En effet, l'invariance sous CPT est à la base de la théorie quantique des champs (QFT) [Sch57] et sans la violation de la transformation sous T, l'ensemble des théories de la physique des particules devrait être remise en question. Plus tard, en 1998, la première observation directe de cette violation a eu lieu au CERN, lors de l'expérience CPLEAR, en étudiant les oscillations de kaons neutres [A+98]. Celle-ci a, par la même occasion, confirmé la violation de CP. D'une façon générale, ceci pose le problème du rôle des symétries discrètes (CPT) dans les processus élémentaires. Par exemple, la violation maximale de la parité induit l'existence d'un terme pseudo-scalaire dans le Hamiltonien de l'interaction faible (voir section suivante). En 1957, Jackson, Treiman et Wyld [JTW57a, JTW57b] proposent un cadre théorique générale pour l'interprétation des expériences de corrélation en physique nucléaire en introduisant une possible violation de C, de P et de T.

I.1.7 Le Hamiltonien général de la désintégration β

La violation de la parité se traduit par le fait que les courants faibles chargés (boson W^\pm) ne se couplent qu'aux particules de chiralité¹ gauche et antiparticules de chiralité droite. La chiralité est une symétrie discrète qui permet de décomposer un spineur en deux composantes chirales :

$$\psi = \psi_L + \psi_R = (P_L + P_R)\psi$$

où P_L et P_R sont des opérateurs de projection tels que :

$$P_L = \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \text{ et } P_R = \frac{(1 + \gamma^5)}{2}$$

En 1956, Lee et Yang introduisent cette violation [LY56, JTW57a] et l'expression de l'Hamiltonien de la désintégration β nucléaire devient alors :

$$\hat{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A,S,T,P} (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (\bar{\psi}_e O^i (C_i + C'_i \gamma^5) \psi_\nu) + \text{h.c.} \quad (\text{I.18})$$

où $C'_i \gamma^5$ est le terme qui prend en compte la violation de la parité dans l'interaction faible.

L'invariance du Hamiltonien sous les transformations C, P et T implique plusieurs règles :

- invariance sous C : C_i doivent être réelles, C'_i doivent être imaginaires,
- invariance sous P : C'_i sont nulles,
- invariance sous T : C_i et C'_i doivent être réelles.

Comme le démontre le bilan des conséquences de l'invariance du Hamiltonien sous chaque transformation prise individuellement, l'invariance sous deux transformations implique obligatoirement que la troisième le soit aussi. De même, si une des invariances n'est pas respectée, cela implique qu'une seconde ne le soit pas non plus afin que le Hamiltonien sous la transformation CPT soit bien invariant. Ainsi la mise en évidence de la violation de la parité dans la désintégration β entraîne qu'au moins une autre violation ait lieu : il y aura soit violation de T soit violation de C.

Des expériences effectuées à la fin des années 50 [H⁺57, GGS58] ont montré que les courants Vecteur et Axial-vecteur sont dominants devant les courants Tensoriel, Scalaire et Pseudo-scalaire. De plus, les transitions de Fermi où il n'y a pas de changement de spin nucléaire sont associées aux interactions vectorielles et scalaires tandis que les transitions de Gamow-Teller, aux interactions axiales et tensorielles. L'ensemble de ces constatations a conduit à la théorie V-A.

I.1.8 La théorie V-A du Modèle Standard (MS)

Comme sous-entendu précédemment, cette théorie est née d'observations expérimentales. En effet, la mesure de durées de vie de plusieurs noyaux émetteurs β a montré que les constantes de couplage G_F et G_{GT} étaient presque égales. La découverte de particules, à partir des années trente, a permis d'observer qu'un grand nombre d'entre-elles étaient soumises à l'interaction faible. Leur étude a montré que leur constante de couplage effective était la même : c'est le caractère universel de l'interaction faible. Il était nécessaire, à ce stade, de connaître la forme et le type de couplage inhérents à la description de cette interaction et respectant les observations

1. La chiralité est une symétrie discrète définie par l'opérateur pseudoscalaire γ^5 . Pour une particule sans masse telle que le neutrino, la chiralité est associée à l'hélicité. Ainsi une hélicité négative correspondra à une chiralité gauche et une hélicité positive à une chiralité droite

expérimentales. A cette époque, les observations ne permettent pas de choisir quelles combinaisons de couplage sont possibles à savoir ST, SA, VA, VT. On se place ici dans le cadre de l'approximation non relativiste où les termes pseudoscalaires (P) disparaissent. Il est évident que dans le cadre de la désintégration β , l'approximation non relativiste est toujours valable car la contribution du terme pseudoscalaire fait intervenir un terme en v/c où v est la vitesse toujours négligeable du nucléon ($v \ll c$).

Dans un premier temps, les observations expérimentales ont conduit à des résultats contradictoires. Une première mesure dans la décroissance de l' ^6He , qui est une transition GT pure, indique une interaction de type A [APM49] mais, quelques années plus tard, Rustad et Ruby mettent en évidence une interaction de type tenseur [RR53] qui sera prise comme référence. Une seconde série d'expériences, cette fois-ci avec des noyaux présentant une transition mixte de ^{19}Ne est en accord avec une interaction de la forme ST. Cette observation sera confirmée par l'expérience de Robson dans la décroissance du neutron libre [Rob55]. Pour venir mettre le doute un peu plus, Herrmannsfeldt [H+57] montre en 1957 que c'est la forme V dans le cas d'une transition de type Fermi qui est mise en évidence par la mesure de corrélation dans le noyau d' ^{35}Ar . Cette expérience entraîne que les mesures effectuées avec le neutron et le ^{19}Ne ne doivent être compatibles qu'avec la forme A pour les transitions GT.

C'est finalement grâce à la violation de la parité que la situation évolue. En effet, le concept d'hélicité prend forme et les particules sont maintenant distinguées suivant qu'elles sont « gauchères » ou « droitières ». Finalement, l'élaboration de la théorie V-A va naître de l'observation expérimentale de neutrino uniquement gauchers excluant les courants tenseurs et scalaires. L'hypothèse d'une interaction uniquement de types V et A avait, par ailleurs, été postulée par Feynman et Gell-Mann en 1958 [FGM58] et confirmée par les expériences d'Allen pour quatre noyaux (transition GT pure : ^6He , transitions mixtes : ^{19}Ne , ^{23}Ne et ^{35}Ar) [A+59a, A+59b]. Le résultat de l'expérience réalisée en 1953 qui avait prédit des courants tenseurs a finalement été corrigé en 1963 [VR63]. Il est important de noter que l'abondance des observations expérimentales de l'époque n'a fait que conforter cette théorie et que, même de nos jours, il est très difficile de venir la remettre en question en raison de la précision expérimentale qu'il faut atteindre.

Le Hamiltonien de la théorie V-A du Modèle Standard (MS)

Pour chaque type de transition, Fermi ou GT, si les deux types de courants possibles, T et A ou V et S, avaient une contribution, un terme d'interférence dit de Fierz apparaîtrait et aurait pour conséquence de déformer les spectres d'énergie β . Dans le cadre du MS, $b = 0$ car ce phénomène n'a jamais été observé de façon non négligeable [Fie37]. Le corollaire est donc que les transitions de Fermi sont uniquement de type S ou uniquement V et celles de Gamow-Teller uniquement de type A ou uniquement T. Dans les désintégrations β , il a été observé via des mesures de corrélation angulaire entre l'électron et l'ion de recul qu'en présence de couplages V et A, l'électron ne peut pas avoir une hélicité gauche : $h < 0$ (voir figure I.4). Jusqu'à présent, l'ensemble des résultats expérimentaux est en conformité avec cette affirmation [Gro59]. Dans le cadre du MS et, plus particulièrement, la théorie V-A, les constantes de couplage prennent les valeurs suivantes : $C_{T,S}=0$, $C_V \neq 0$, $C_A \neq 0$. La prise en compte de la violation maximale de la parité entraîne que $C'_i = -C_i$ et l'invariance par renversement du temps conduit à ce que C'_i et C_i soient réelles.

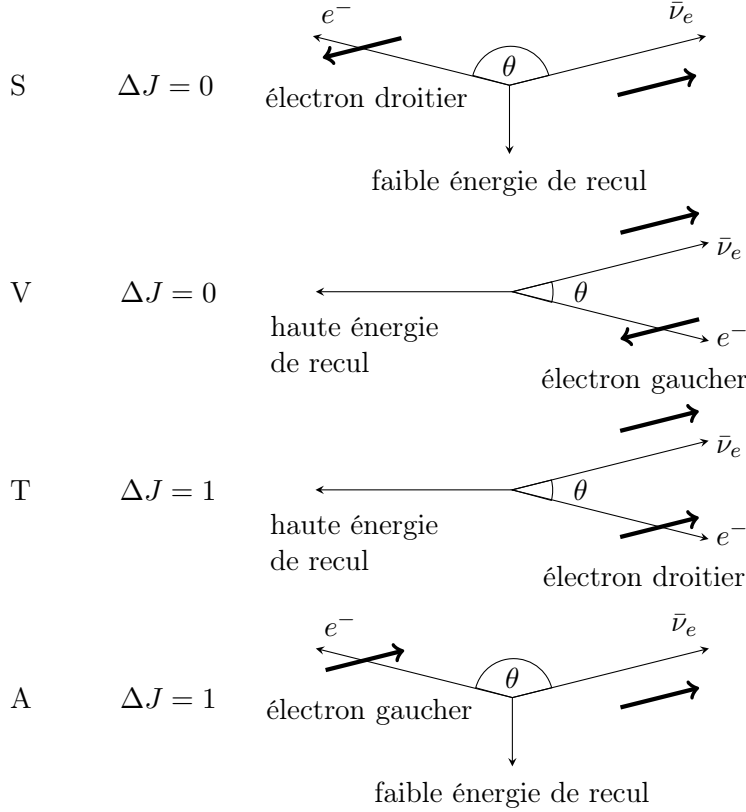


FIGURE I.4 – Corrélation angulaire électron-antineutrino pour les interactions S, V, T et A. Les interactions V et A donnent lieu à des électrons gauchers tandis que les interactions S et T fournissent des électrons droitiers.

A partir de l'équation I.18, le Hamiltonien de la théorie V-A devient :

$$\hat{H}_{VA} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A} C_i (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (\bar{\psi}_e O^i (1 - \gamma^5) \psi_\nu) + \text{h.c.}$$

I.1.9 Mesure de V_{ud} et unitarité de la matrice de mélange des quarks

Un autre aspect intéressant d'un point de vue théorique de la décroissance β concerne la question du nombre de familles des quarks qui se traduit par l'étude de l'unitarité de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). En particulier, ceci apparaît à travers la mesure du terme V_{ud} . L'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) [FGM58] implique que la partie vectorielle de l'interaction faible est conservée et, par conséquent, est la même dans toutes les transitions de Fermi entre des états analogues² ($C_V = 1$). Il existe une différence entre la constante de l'interaction faible G_F et la constante de couplage vectoriel $G_F C_V$: $G_F = 8.9618 \times 10^{-5} \text{ GeV} \cdot \text{fm}^3$ (désintégration du muon), $G_F C_V = 8.8526 \times 10^{-5} \text{ GeV} \cdot \text{fm}^3$. Cette différence est expliquée par la théorie de mélange des quarks. L'interaction faible ne conserve pas la saveur des quarks et elle permet des oscillations entre quarks de familles différentes : les états propres des quarks dans le cadre de l'interaction faible sont un mélange des états de masse. Par convention, le mélange est réalisé sur les quarks de charge négative. Cabibbo en 1963 [Cab63] puis Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [GIM70] ont supposé que les états

2. Par définition, des états sont dit analogues s'ils appartiennent aux mêmes multiplets d'isospin.

propres de quarks auxquels l'interaction faible se couplait ne sont pas ceux de l'interaction forte mais des états qui ont subi une rotation par l'angle de Cabibbo θ_C :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Alors qu'à ce stade ne sont connues que trois saveurs de quarks, ils prédisent l'existence d'un nouveau quark, le quark charmé, c , qui sera découvert en 1974 lorsque l'accélérateur utilisé permit d'atteindre une énergie suffisante. L'existence de cette particule est indispensable pour réussir à unifier la théorie de l'interaction faible avec la théorie EM connue sous le nom de théorie électrofaible. Il existe à ce moment deux générations de quarks :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

Avant que le quark charmé ne soit découvert, l'existence d'une troisième famille de particules va être prédite : $\{t, b'\}$ [KM73]. En 1975, la découverte d'un nouveau lepton, le tau confirme l'existence d'une troisième génération de quarks. En 1977, puis en 1995 [A⁺95], Léon Ledermann et al., du Fermilab de Chicago, réussit, avec des moyens de plus en plus « gigantesques », à découvrir, d'abord le quark beauté b , puis le dernier de la liste, le top t , grâce à l'accélérateur Tevatron construit spécialement pour sa recherche. La découverte de l'ensemble des quarks prédits permet de valider le postulat suivant :

les états propres des trois générations de quarks de l'interaction faible sont reliés aux états de masse par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Dans une désintégration β , le courant hadronique est modifié par le terme V_{ud} de cette matrice tel que : $\frac{G_F}{\sqrt{2}} C'_V \bar{\psi}_p O_i \psi_n$, où $C'_V = C_V V_{ud}$ dans le cas des transitions superpermises. La vérification de l'unitarité de la première ligne est la plus aisée étant donné qu'elle concerne principalement les quarks les plus légers et donc les plus facilement accessibles :

$$V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 = 1$$

Quatre sources de détermination de $|V_{ud}|$ sont actuellement utilisées :

1. les transitions superpermises Fermi pures ($0^+ \rightarrow 0^+$),
2. la décroissance du neutron libre (hors milieu nucléaire, son intérêt réside dans le fait que c'est la plus simple transition miroir qui existe : aucune correction due à la structure nucléaire n'est requise),
3. les transitions miroirs superpermises entre des doublets d'isospin ($T_z = 1/2$) [NCS09a],
4. la décroissance du pion.

Suivant les différents cas énoncés précédemment, les expressions sont :

1.

$$\mathcal{F}t \equiv ft(1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C) = \frac{K}{2 G_F^2 V_{ud}^2 (1 + \Delta_R^V)} \quad (\text{I.19})$$

qui a conduit à : $|V_{ud}| = 0.97425(22)$ (transitions de type Fermi pur). Alors que les termes de la partie gauche de cette équation dépendent uniquement de la transition étudiée, la partie de droite ne dépend que de constantes fondamentales et de paramètres déterminés par l'interaction faible.

2.

$$f_n(\tau_n \ln 2)(1 + \delta'_R)(1 + 3\lambda^2) = \frac{K}{G_F^2 V_{ud}^2 (1 + \Delta_R^V)} \quad (\text{I.20})$$

où,

$$\lambda^2 = \frac{G_A^2 (1 + \Delta_R^A)}{G_V^2 (\Delta_R^V)}$$

est le terme qui prend en compte le fait que la transition n'est pas Fermi pure, Δ_R des corrections théoriques et $G_A = g_A(q^2 \rightarrow 0) V_{ud} G_F$ est le facteur de forme de l'interaction axial-vecteur. La valeur de λ est extraite à partir de l'asymétrie $\beta : A_\beta$ (voir section I.2.1) : $\lambda = -1.2701(25)$. De plus, la présente valeur de la demi-vie du neutron τ_n est moyennée sur les sept mesures les plus précises. La nouvelle valeur est :

$$\tau_n = (880.1 \pm 1.1) \text{ s} \text{ [B+12]}$$

La mesure des valeurs ft conduit à $|V_{ud}| = 0.9773(17)$ (décroissance du neutron, valeur à 1.8σ de $V_{ud}^{0^+ \rightarrow 0^+}$). Les trois plus anciennes mesures de λ sont systématiquement plus faibles que les mesures les plus récentes et si la valeur de λ est recalculée en ne prenant que ces dernières alors la valeur obtenue est en accord avec $V_{ud}^{0^+ \rightarrow 0^+}$ [SNC13]. Cela laisse place à de nouvelles mesures expérimentales pour contraindre plus strictement la valeur de λ via la mesure de A_β .

3.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}t_0 &= \mathcal{F}t[1 + (f_A/f_V)\rho^2] \\ &= ft(1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C)[1 + (f_A/f_V)\rho^2] = \frac{K}{G_F^2 V_{ud}^2 (1 + \Delta_R^V)} \end{aligned} \quad (\text{I.21})$$

où, ρ est le rapport de mélange GT/F. Il est égal à :

$$\rho = \frac{C_A |M_{GT}|}{C_V |M_F|}$$

La valeur de V_{ud} obtenue à partir des données issues des décroissances du ^{19}Ne , ^{21}Na , ^{29}P , ^{35}Ar , et ^{37}K est $|V_{ud}| = 0.9719(17)$ [NCS09b].

4. La décroissance du pion présente le même avantage que la décroissance du neutron à savoir qu'elle n'a pas besoin de corrections dues au milieu nucléaire. Elle présente également l'avantage d'être purement vectorielle. Cependant, son étude expérimentale est sévèrement altérée par son rapport d'embranchement qui n'est que de quelque 10^{-8} . L'expérience PIBETA, qui s'est déroulée à PSI-Villigen, a permis d'améliorer la précision de ce rapport d'embranchement :

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e)}{\Gamma_{\text{totale}}} = (1.036 \pm 0.006) \cdot 10^{-8} \text{ [P+04]}$$

et, combinée à la valeur $\tau_\pi = 2.6033(5) \cdot 10^{-8} \text{ s}$, a conduit à $V_{ud} = 0.9728(30)$ [SBNC06]. Elle était d'autant plus justifiée que l'incertitude expérimentale était supérieure d'un ordre de grandeur à l'incertitude sur les corrections théoriques. Elle reste cependant moins précise que la valeur de V_{ud} obtenue avec les superpermises Fermi, mais les deux valeurs sont cependant compatibles entre-elles, ce qui permet de les fiabiliser.

Dans les trois premiers cas énoncés ci-dessus, la constante K est égale à :

$$\frac{K}{(\hbar c)^6} = \frac{2\pi \ln(2)\hbar}{(m_e c^2)^5} = 8120.2776(9) \cdot 10^{-10} \text{ GeV}^{-4} \cdot s \text{ [B+12]} \quad (\text{I.22})$$

Comme nous avons pu le voir, la valeur la plus précise de $|V_{ud}|$ est extraite via l'expression de la période comparée [SBNC06, NCS09a, NCS09b, SNC11, SNC13]. Cette valeur $\mathcal{F}t$ ³ nécessite de connaître avec précision la valeur de Q_{EC} (pour f), du rapport d'embranchement et de la demi-vie. La valeur la plus précise est obtenue à partir des 9 transitions superpermises $0^+ \rightarrow 0^+$ ayant une incertitude inférieure à $\pm 0.4\%$: $\bar{\mathcal{F}}t = (3071.81 \pm 0.83) \text{ s}$ [TH09]. Cette valeur moyenne permet de contraindre l'hypothèse CVC à une précision de 3×10^{-4} . Si cette hypothèse est vraie, la valeur $\mathcal{F}t$ doit être constante (voir fig. I.5). Plusieurs corrections théoriques doivent être apportées avant de pouvoir effectivement observer ce résultat :

- des corrections radiatives dépendantes et, respectivement indépendantes du noyau : δ_R et Δ_R qui est la même pour tous les processus (δ_R peut être décomposé en $\delta'_R + \delta_{NS}$ où NS signifie « structure nucléaire »),
- des corrections coulombiennes dites de brisure de symétrie d'isospin δ_C .

Pour les neuf transitions superpermises Fermi les mieux étudiées (^{10}C , ^{14}O , ^{26m}Al , ^{34}Cl , ^{38m}K , ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co), δ'_R est évaluée jusqu'à l'ordre ($\alpha^3 Z^2$) à partir de calculs QED et contribue dans un intervalle allant de 1.42% à 1.65%. δ_{NS} , quant à elle, est calculée à partir du modèle en couche du noyau et contribue entre 0.2% et 0.6% [Sev04].

Finalement, chaque terme de la première ligne de la matrice CKM est déterminé expérimentalement à un haut niveau de précision :

- $|V_{us}| = 0.2252(9)$ est déduite à partir de la désintégration des mésons K [SNC13],
- $|V_{ub}| = 0.00393(35)$ est obtenu en mesurant la désintégration de mésons B⁴.

La connaissance de l'ensemble de ces paramètres conduit au meilleur test de l'unitarité de la première ligne de la matrice CKM. Le terme V_{ub} peut être ignoré car sa contribution est négligeable au regard de la précision atteinte. Le terme V_{ud} utilisé pour ce test est celui des transitions Fermi pures ce qui conduit à :

$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9999(6)$ où V_{ud} et V_{us} contribuent à l'incertitude de la même façon [SNC13]. Dans l'incertitude citée ici, les termes de corrections théoriques y contribuent en majorité. Des améliorations sur les calculs théoriques sont donc attendues. Les efforts pour améliorer les précisions expérimentales sont toujours d'actualité afin de contraindre encore plus strictement les éléments V_{ud} et V_{us} .

Les tests de précision dans les décroissances β permettent, en plus des tests sur les propriétés fondamentales de l'interaction faible via la mesure de V_{ud} , de tester les symétries discrètes intrinsèques telles que la violation de la parité ou l'invariance par renversement du temps. Nous verrons également par quel moyen tester la forme V-A de l'interaction faible via la recherche de l'existence de courants exotiques scalaire ou tenseur autorisés par la forme la plus générale du Hamiltonien.

3. Attention, à ne pas confondre avec le « F » (fonction de Fermi), ici \mathcal{F} diffère de f par la prise en compte des termes de corrections (radiatives et de brisure de la symétrie d'isospin).

4. Voir « DETERMINATION OF V_{cb} AND V_{ub} » du Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>.

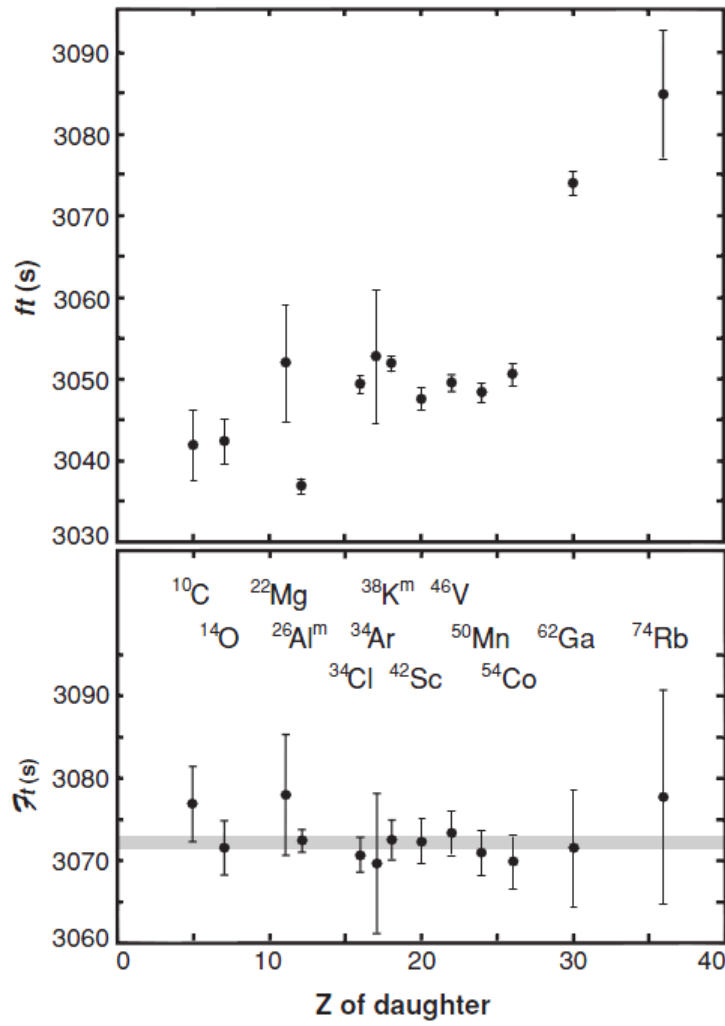


FIGURE I.5 – En haut : valeurs ft (sans corrections apportées) des 13 meilleures mesures dans les transitions superpermises ; en bas : valeurs Ft corrigées, en gris est représentée la déviation à 1σ de la moyenne de la valeur Ft [TH09].

I.2 Les différents paramètres de corrélation angulaire

I.2.1 Formalisme

Le formalisme théorique utilisé permet de dégager plusieurs paramètres liés à la cinématique de la désintégration β étudiée [JTW57b, JTW57a]. Dans une désintégration β , les observables cinématiques pouvant être mesurées directement ou déduites sont :

- l'énergie totale E_i ,
- l'impulsion p_i ,
- le spin $\vec{\sigma}_i$,
- la polarisation nucléaire $\vec{J} = J\vec{j}$ du noyau père,

où i fait référence aux produits de décroissance $i = (e^-, \nu_e, \text{ion de recul } r)$. Ainsi, à partir de la règle d'or de Fermi (voir éq. I.8), les distributions du taux d'événements dans l'espace de phase considéré met en exergue plusieurs coefficients directement dépendants de ces observables cinématiques. C'est la façon dont ces coefficients sont dépendants des observables de la cinématique qui va conditionner à quel type de symétries (C , P et/ou T) ils sont sensibles. Des exemples seront donnés au cours de cette section. De plus, il est possible de mettre en évidence que ces coefficients sont directement reliés aux constantes de couplage de l'interaction C_i , C'_i par le développement de l'élément de matrice de transition V_{fi} . Les expressions des taux d'événements sont les suivantes :

- . Distribution dans les angles solides couverts par le neutrino et l'électron et l'énergie de l'électron pour des noyaux orientés :

$$\begin{aligned}
 w(\vec{J}|E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu &= \frac{F(\pm Z, E_e)}{(2\pi)^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \\
 &\times \frac{1}{2} \xi \left(1 + \mathbf{a} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \mathbf{b} \frac{m}{E_e} \right. \\
 &+ \mathbf{c} \left[\frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{3E_e E_\nu} - \frac{(\vec{p}_e \cdot \vec{j})(\vec{p}_\nu \cdot \vec{j})}{E_e E_\nu} \right] \left[\frac{J(J+1) - 3J^2}{J(2J-1)} \right] \\
 &\left. + \frac{\vec{J}}{J} \cdot \left[\mathbf{A} \frac{\vec{p}_e}{E_e} + \mathbf{B} \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + \mathbf{D} \frac{\vec{p}_e \wedge \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right] \right) \quad (I.23)
 \end{aligned}$$

dans laquelle les coefficients de corrélation \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} , \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{D} apparaissent.

- . Distribution dans les angles solides couverts par le neutrino et l'électron, l'énergie de l'électron et la polarisation de l'électron pour des noyaux non orientés :

$$\begin{aligned}
 w(\vec{\sigma}|E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu &= \frac{F(\pm Z, E_e)}{(2\pi)^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \\
 &\times \frac{1}{2} \xi \left(1 + \mathbf{a} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \mathbf{b} \frac{m}{E_e} + \vec{\sigma} \cdot \left[\mathbf{G} \frac{\vec{p}_e}{E_e} + \mathbf{H} \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} \right. \right. \\
 &\left. \left. + \mathbf{K} \frac{\vec{p}_e}{E_e + m} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + \mathbf{L} \frac{\vec{p}_e \wedge \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right] \right) \quad (I.24)
 \end{aligned}$$

où les coefficients \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{G} , \mathbf{H} , \mathbf{K} , \mathbf{L} apparaissent.

. Distribution dans l'angle solide couvert par l'électron, l'énergie de l'électron et la polarisation de l'électron pour des noyaux orientés :

$$\begin{aligned}
 w(\vec{J}, \vec{\sigma} | E_e, \Omega_e) dE_e d\Omega_e &= \frac{F(\pm Z, E_e)}{(2\pi)^4} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e \\
 &\times \frac{1}{2} \xi \left(1 + \mathbf{b} \frac{m}{E_e} + \frac{\vec{p}_e}{E_e} \left(\mathbf{A} \frac{\vec{J}}{J} + \mathbf{G} \vec{\sigma} \right) \right. \\
 &\left. + \vec{\sigma} \cdot \left[\mathbf{N} \frac{\vec{J}}{J} + \mathbf{Q} \frac{\vec{p}_e}{E_e + m} \left(\frac{\vec{J}}{J} \cdot \frac{\vec{p}_e}{E_e} \right) + \mathbf{R} \frac{\vec{J}}{J} \wedge \frac{\vec{p}_e}{E_e} \right] \right) \quad (I.25)
 \end{aligned}$$

où les coefficients \mathbf{b} , \mathbf{A} , \mathbf{G} sont toujours présents, les termes de corrélation $\beta - \nu$: \mathbf{a} , \mathbf{c} , \mathbf{B} , \mathbf{D} , \mathbf{H} , \mathbf{K} , \mathbf{L} se sont annulés de par l'intégration sur l'angle solide couvert par le neutrino. Il apparaît en plus, dans ce choix de variables, les coefficients de corrélation \mathbf{N} , \mathbf{Q} , \mathbf{R} .

Rappelons que dans l'ensemble des expressions citées, E_e , p_e et Ω_e (respectivement E_ν , p_ν et Ω_ν) sont l'énergie totale, l'impulsion et l'angle solide de la particule β (respectivement du neutrino); \vec{J} est la polarisation nucléaire de l'état initial du noyau étudié, \vec{j} est un vecteur unitaire dans la direction de \vec{J} . E_0 est l'énergie totale disponible dans la transition; m_e est la masse au repos de l'électron; $F(\pm Z, E_e)$ est la fonction de Fermi où le signe fait référence à la désintégration β^+ (-) et β^- (+) (voir éq. I.16); $\vec{\sigma} = \pm \frac{\vec{1}}{2}$ est le vecteur spin de la particule β_\pm .

Jusqu'à présent, il n'y a eu aucun test dédié à la mesure précise des coefficients de corrélation \mathbf{c} , \mathbf{H} , \mathbf{K} , \mathbf{L} dans le but de tester le MS. Les expressions des coefficients de corrélation peuvent être trouvées dans plusieurs publications e.g. [JTW57b, SBNC06]. Les corrections coulombiennes, à l'ordre αZ , apportées par Jackson *et al.* pour les transitions permises, sont précises à 10% près. Le cadre du MS permet de simplifier nettement les expressions générales.

Le Modèle Standard repose sur plusieurs hypothèses telles que celles énoncées dans la théorie V-A qui nécessitent d'être testées expérimentalement de manière à les conforter ou éventuellement à les remettre en question. En mesurant très précisément des paramètres de corrélation, dont les valeurs sont prédites par le modèle, il est possible de mettre en évidence des divergences très fines. C'est dans le cadre de ces tests sur les symétries de l'interaction faible qu'un coefficient de corrélation sera préféré à un autre suivant la technique expérimentale adoptée. Le tableau ci-dessous (voir tableau I.4) reprend les principaux coefficients ainsi que les termes cinématiques associés. Il est issu de [SNC11] et permet de voir quels sont les coefficients sensibles aux symétries P et/ou T .

Coeficient	Corrélation	P	T
\mathbf{b} (Terme d'interférence de Fierz)	m_e/E_e	pair	pair
$\mathbf{a}_{\beta\nu}$ (Terme de corrélation angulaire $\beta - \nu$)	$(\vec{p}_e \vec{p}_\nu)/(E_e E_\nu)$	pair	pair
\mathbf{N}	$\sigma_e(\vec{J})$	pair	pair
\mathbf{A}_β (asymétrie β)	$(\vec{J} \cdot \vec{p}_e)/E_e$	impair	pair
\mathbf{B}_ν (asymétrie du neutrino)	$(\vec{J} \cdot \vec{p}_\nu)/(E_\nu)$	impair	pair
\mathbf{D}	$\vec{J} \cdot (\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu)/(E_e E_\nu)$	pair	impair
\mathbf{R}	$\sigma_e(\vec{J} \times \vec{p}_e)/E_e$	impair	impair

Tableau I.4 – Propriétés des coefficients sous transformation de parité et de renversement du temps. Les termes cinématiques guidant les coefficients sont précisés.

Rappelons que ces coefficients sont directement reliés à l'intensité des interactions mises en jeu au travers des constantes de couplages C_i et C'_i .

I.2.2 Le rôle des symétries : P et T

I.2.2.1 La parité

Dans le modèle standard, le fait que la parité soit violée a été ajouté *ad hoc* suite à son observation dans l'expérience de Mme Wu [W⁺57]. Dans cette expérience réalisée avec du ⁶⁰Co polarisé, le but était de vérifier que l'émission des électrons est isotrope. En effet, si l'interaction faible est invariante sous P , il doit y avoir le même nombre d'électrons émis dans le sens du spin du noyau que dans le sens opposé. Le ⁶⁰Co émet des γ en cascade dont le spin est conditionné par le spin du noyau qui les émet. Afin de suivre l'état de polarisation des noyaux, leur anisotropie est mesurée par des compteurs (scintillateurs NaI) placés à deux endroits différents. Un solénoïde permet de polariser les noyaux dans deux directions distinctes, 0° et 180° . Les électrons sont, quant à eux, détectés par un crystal d'anthracène. Selon les éq. I.23 ou I.25, seul le coefficient de corrélation \mathbf{A}_β sera sensible à l'observable $\vec{J} \cdot \vec{p}_e$ qui n'est pas invariante sous P . Le résultat est donné sans incertitude $\mathbf{A}_\beta \sim 0.7$ mais le fait qu'il soit différent de 0 reste la preuve incontestable de la violation de la parité.

Dans l'expérience de mesure d'hélicité de Goldhaber [GG58] avec des noyaux d'^{152m}Eu, le but était de mesurer l'hélicité des neutrinos via la mesure de l'hélicité des γ de décroissance. Ceux-ci ayant en « mémoire » le spin du noyau issu de la capture électronique par l'Eu, il est possible de montrer qu'ils ont en fait la même hélicité que les neutrinos. Par un astucieux dispositif expérimental, l'hélicité des γ détectés est sélectionnée. Le spin du noyau d'^{152m}Eu est connu indirectement car la source est placée dans un bloc de fer magnétisé. A partir de la formule I.23, nous voyons que c'est, cette fois-ci, \mathbf{B}_ν qui est sensible à ces observables. Le résultat est compatible avec 100% de neutrino gauchers soit $\mathbf{B}_\nu = 1$.

Ainsi, ces expériences ont mis en évidence une propriété fondamentale de l'interaction faible : la violation de la parité. Le pourquoi de cette violation reste toutefois une question ouverte.

I.2.2.2 L'invariance par renversement du temps

Il existe plusieurs exemples de sources de violation de T ou (en supposant le théorème CPT) de violation de CP :

- la décroissance du kaon,
- la décroissance du méson B,
- l'excès de matière baryonique par rapport à son antimatière.

Les deux premiers cas sont interprétables dans le MS à travers le mécanisme de mélange des quarks. En revanche, le dernier ne peut pas l'être. De plus, les prédictions de violation de T dans le MS sont d'un ordre de grandeur plus faible que les précisions expérimentales atteintes jusqu'à présent. Ceci laisse donc une place non négligeable pour découvrir des sources de violation de T non décrites par le MS. Dans les décroissances β , il est d'usage de rechercher des sources de violation de T via la mesure de plusieurs coefficients de corrélation. D'après les équations de la section 1.2.1, la mesure d'un coefficient incluant un nombre impair de produit de spin et/ou d'impulsion est requise. Dans ce contexte, seuls les coefficients \mathbf{D} et \mathbf{R} sont sensibles à cette symétrie. Ce sont des coefficients dits de « triple corrélation » en regard du terme auquel ils sont associés (voir éq. 1.25 et 1.23). Pour le coefficient \mathbf{D} , il faut, de surcroît, que la transition étudiée soit mixte. De plus, la nécessité de faire la mesure avec des noyaux polarisés complique les expériences. Expérimentalement, la mesure du coefficient de corrélation \mathbf{D} nécessite de mesurer les impulsions de l'électron et du recul (indirectement le neutrino). Dans le cas de la corrélation \mathbf{R} , il est nécessaire de mesurer la polarisation transverse de l'électron par diffusion de Mott.

Jusqu'à présent, l'étude des décroissances du neutron et du ^{19}Ne ont permis de mesurer \mathbf{D} :

$$\mathbf{D}_n = -0.00012 \pm 0.00020 \text{ et } \mathbf{D}_{^{19}\text{Ne}} = 0.0001 \pm 0.0006 \text{ [SNC13]}$$

Quant à \mathbf{R} , des mesures dans les décroissances du ^8Li (GT pure) et du neutron, ont permis d'obtenir :

$$\mathbf{R}_{^8\text{Li}} = 0.0009 \pm 0.0022 \text{ et } \mathbf{R}_n = 0.004 \pm 0.012(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst}) \text{ [SNC13]}$$

Dans le cas idéal où l'invariance par renversement du temps serait universelle, les valeurs de ces deux paramètres seraient nulles. Cependant, des violations de CP ayant été mises en évidence, nous nous attendons à trouver des processus ne respectant pas l'invariance par renversement du temps. En raison de la faible valeur de ces coefficients, la difficulté à mettre cette violation en évidence est claire. Finalement, très peu de tests ont été réalisés jusqu'à aujourd'hui et dans ce sens, plusieurs expériences (à KVI-Groningen et à GANIL pour une mesure de \mathbf{D} ou à TRIUMF pour une mesure de \mathbf{R} [SNC13]) sont mises en place pour ajouter des mesures expérimentales à celles présentées ici.

1.2.3 La recherche de courants exotiques

Le Hamiltonien général de la désintégration β (voir éq. 1.18) autorise en plus des courants V et A , des courants dits « exotiques » : scalaire (S) et tenseur (T). La recherche de tels courants peut être réalisée via la mesure de plusieurs paramètres de corrélations dont une déviation significative à la valeur prédite par le MS mettrait en évidence une « nouvelle » physique. C'est le cas de certaines extensions du modèle standard (modèle à symétrie gauche-droite, modèle des leptoquarks...) dans lesquels ces courants sont pris en compte. De manière générale, les courants scalaire et tenseur sont essentiellement testés via la mesure du terme d'interférence de Fierz, la mesure de l'asymétrie du recul ($\mathbf{A}_{\text{recul}}$) ou du coefficient de corrélation angulaire $\mathbf{a}_{\beta\nu}$.

I.2.3.1 Expressions de $a_{\beta\nu}$ et du paramètre de Fierz

Dans le cas d'une décroissance β^- d'un noyau non polarisé et d'un dispositif expérimental insensible au spin de l'électron, la distribution des événements pour une énergie E_e et un angle θ entre l'antineutrino et l'électron, est donnée par l'équation suivante :

$$N(E_e, \Omega_{e\nu}) dE_e d\Omega_{e\nu} = C F(Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \xi \left(1 + \mathbf{b} \frac{m_e}{E_e} + \mathbf{a}_{\beta\nu} \frac{(p_e \cdot p_\nu \cos \theta)}{E_e E_\nu} \right) dE_e d\Omega_{e\nu} \quad (\text{I.26})$$

Cette expression devient dans le plan $p_e - p_r$:

$$N(p_e, p_r) dp_e dp_r = C' \frac{p_e p_r (E_0 - E_e)^2}{p_\nu} \xi \left(1 + \mathbf{b} \frac{m_e}{E_e} + \mathbf{a}_{\beta\nu} \frac{v_e (p_r^2 - p_e^2 - p_\nu^2)}{c 2 p_e p_r} \right) dp_e dp_r \quad (\text{I.27})$$

où C et C' sont des constantes et ξ est définie ci-dessous en utilisant :

- $d\Omega_{e\nu} = 2\pi \sin \theta d\theta$
- $dE_e = \frac{p_e c^2}{E_e} dp_e$
- $\sin \theta d\theta = -\frac{p_r}{p_e p_r} dp_r$

Deux paramètres de corrélation apparaissent :

- $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ est le paramètre de corrélation angulaire $\beta - \nu$,
- \mathbf{b} est le terme de Fierz.

Ils s'expriment de la façon suivante [JTW57a] :

$$\xi \mathbf{a}_{\beta\nu} = |M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2 \right] - \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C'_A|^2 - |C_T|^2 - |C'_T|^2 \right] \quad (\text{I.28})$$

et

$$\xi \mathbf{b} = \pm 2\Re \left\{ |M_F|^2 (C_S C_V^* + C'_S C_V'^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*) \right\} \quad (\text{I.29})$$

où le terme ξ est égal à :

$$\xi = |M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2 \right]$$

et, $|M_F|$ et $|M_{GT}|$ sont respectivement les éléments de matrice nucléaire de Fermi et de Gamow-Teller.

Dans le cas de transitions pures, GT ou Fermi, $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ devient au première ordre, indépendant des éléments de matrice nucléaire et donne donc de précieuses informations sur la valeur des constantes de couplage. Ainsi, les expressions de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ se simplifient nettement :

- pour une transition GT pure : $|M_F| = 0$ et $|M_{GT}| = 1$ ce qui conduit à

$$a_{GT} = \frac{-\frac{1}{3} [|C_A|^2 + |C'_A|^2 - |C_T|^2 - |C'_T|^2]}{[|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2]} \quad (\text{I.30})$$

- pour une transition F pure : $|M_F| = 1$ et $|M_{GT}| = 0$ ce qui conduit à

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2}{|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2} \quad (\text{I.31})$$

Si, pour les courants axiaux et vecteurs, les hypothèses de violation maximale de la parité ($C_i = C'_i$ dans cette notation) et de l'invariance par renversement du temps (C_i, C'_i réelles) sont admises, il est possible de montrer que :

- dans des transitions Fermi pures

$$\mathbf{a}_F = \mathbf{a}_F^{MS} \frac{1 - \left(\frac{|C_S|^2 + |C'_S|^2}{2C_V^2} \right)}{1 + \left(\frac{|C_S|^2 + |C'_S|^2}{2C_V^2} \right)} \quad (\text{I.32})$$

- dans des transitions Gamow-Teller pures

$$\mathbf{a}_{GT} = \mathbf{a}_{GT}^{MS} \frac{1 - \left(\frac{|C_T|^2 + |C'_T|^2}{2C_A^2} \right)}{1 + \left(\frac{|C_T|^2 + |C'_T|^2}{2C_A^2} \right)} \quad (\text{I.33})$$

La mesure du paramètre de corrélation angulaire $\beta - \nu$ est donc quadratiquement dépendante des constantes de couplages. Dans le cadre de la théorie V-A, où seules les interactions Vecteur et Axial-vecteur sont possibles, les paramètres $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ prennent des valeurs très simples :

- pour une transition GT pure :

$$\mathbf{a}_{GT}^{MS} = -\frac{1}{3} \quad (\text{I.34})$$

- pour une transition F pure :

$$\mathbf{a}_F^{MS} = +1 \quad (\text{I.35})$$

Toute déviation observée par rapport à ces valeurs est une preuve de l'existence d'interactions exotiques. D'après le tableau I.4, le terme de Fierz \mathbf{b} guidé par le terme cinématique m_e/E_e n'est dépendant d'aucune direction préférentielle. Il n'est, de plus, pas sensible à un changement de parité ou un renversement du temps. Dans le cas où il est considéré non nul, le fait qu'il ne soit dépendant que de m_e/E_e entraîne qu'il est toujours présent dans les taux de décroissance. Comme sa valeur est proche de 0, il est possible de montrer que les coefficients de corrélation mesurés sont, en fait, égaux à :

$$\tilde{X} = \frac{X}{1 + \langle \mathbf{b}' \rangle} \quad (\text{I.36})$$

où : $\mathbf{b}' = \frac{m_e}{E_e} \cdot \mathbf{b}$.

Cette expression n'est valable, cependant, que dans le cadre de mesure d'un spectre intégré sur l'ensemble des impulsions possibles de l'électron.

Considérons à nouveau l'expression I.26, pour retrouver l'expression I.11, il faut remplacer $d\Omega_\nu$ par $2\pi \sin\theta d\theta$ et $d\Omega_e$ par 4π :

$$\begin{aligned} N(p_e, \theta) dp_e d\theta &= \frac{32\pi^4}{h^7 c^3} F(\pm Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dp_e d\theta \\ &\times \xi \left(1 + \mathbf{a} \frac{p_e \cdot p_\nu \cos(\theta)}{E_e E_\nu} + \mathbf{b} \frac{m_e}{E_e} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.37})$$

$N(p_e)$ est indépendant de \mathbf{a} car $\int \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta = 0$:

$$N(p_e) dp_e = 2 \times \frac{32\pi^4}{h^7 c^3} F(\pm Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \xi \left(1 + \mathbf{b} \frac{m_e}{E_e} \right) dp_e \quad (\text{I.38})$$

où, si on suppose $\mathbf{b} = 0$, $N(p_e) \sim 2 \times \frac{32\pi^4}{h^7 c^3} F(\pm Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \xi$.

Ainsi,

$$N(p_e, \theta) dp_e d\theta = \frac{N(p_e)}{2} \left(1 + \mathbf{a} \frac{v_e}{c} \cos(\theta) + \mathbf{b} \frac{m_e c^2}{E_e} \right) \sin\theta d\theta \quad (\text{I.39})$$

$$N(\theta) d\theta = C \left[1 + \mathbf{a} \cos(\theta) \frac{\int_{p_e^{\min}}^{p_e^{\max}} \frac{v_e}{c} N(p_e) dp_e}{\int_{p_e^{\min}}^{p_e^{\max}} N(p_e) dp_e} + \mathbf{b} \frac{\int_{p_e^{\min}}^{p_e^{\max}} \frac{m_e c^2}{E_e} N(p_e) dp_e}{\int_{p_e^{\min}}^{p_e^{\max}} N(p_e) dp_e} \right] \sin\theta d\theta \quad (\text{I.40})$$

soit :

$$N(\theta) d\theta = C' \left[1 + \frac{\mathbf{a}}{1 + \mathbf{b} \left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle} f(\theta) \right] \sin\theta d\theta \quad (\text{I.41})$$

$$N(\theta) d\theta = C' [1 + \tilde{\mathbf{a}} f(\theta)] \sin\theta d\theta \quad (\text{I.42})$$

Les courants exotiques peuvent également être contraints par la mesure des asymétries β , du neutrino et de l'ion de recul. Ainsi, l'asymétrie β s'écrit :

$$\mathbf{A}_\beta \sim \mathbf{A}_{MS} + \lambda_{JJ'} (\gamma m_e / E_e) \Re \left(\frac{|C_T| + |C'_T|}{C_A} \right) \quad (\text{I.43})$$

où $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$ est un terme qui contient les corrections coulombiennes prenant en compte l'interaction de la particule β avec le milieu nucléaire et où α est la constante de structure fine. Cette quantité a été mesurée dans les noyaux de ^{60}Co et ^{114}In [SNC13]. Il est possible de montrer que dans le cadre du MS : $A_\beta = -B_\nu$ ce qui implique que leur somme, qui n'est autre que $\mathbf{A}_{recul} = -(\mathbf{A}_\beta + \mathbf{B}_\nu)$, doit être nulle [JTW57a, JTW57b]. En autorisant les courants exotiques et en considérant une transition GT pure, l'expression de \mathbf{A}_{recul} devient :

$$\mathbf{A}_{recul} \sim \pm \lambda_{JJ'} \frac{C_T C'_T}{|C_A|^2} \quad (\text{I.44})$$

Il n'y a cependant qu'une seule mesure disponible pour le noyau de Rb. Elle est limitée par la méconnaissance des corrections d'ordre supérieur à apporter [P⁺09].

La mesure du coefficient de corrélation angulaire $\beta - \nu$ est aussi une bonne façon de mettre des contraintes sur les courants exotiques. Nous verrons que la mesure de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$, en plus du paramètre de Fierz, est complémentaire du fait de leurs dépendances respectives aux constantes de couplage. La mesure de ce paramètre dans la désintégration β^- de l' $^6\text{He}^{1+}$ afin de contraindre les courants tensoriels est le sujet principal de cette thèse.

I.2.3.2 Mesure de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ dans les transitions β

L'expression de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ dépend quadratiquement des constantes de couplage. Ceci implique que la précision sur la mesure de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ doit être meilleure que 1% pour réussir à contraindre ces courants à 10%. Notons que le terme de Fierz ne dépend que linéairement de ces constantes. Ainsi, pour avoir la même contrainte que celle imposée par la mesure de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$, la mesure de \mathbf{b} nécessitera une précision moins élevée.

La figure I.4 montre les différentes configurations de désintégration en fonction du type de couplage considéré. Sur cette figure, nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a que des antineutrinos droitiers (théorie V-A). Dans le cas d'une interaction purement tensorielle, l'électron et le recul sont émis à l'opposé l'un de l'autre, alors que dans une interaction de type axial-vecteur, ce sont les deux leptons qui sont émis à l'opposé. Le neutrino étant pratiquement indétectable, n'importe quelle autre observable dépendante de θ sera sensible à $\mathbf{a}_{\beta\nu}$. En pratique, les expérimentateurs utilisent une observable cinématique de l'ion de recul (voir chapitre II).

I.2.3.3 Les limites actuelles

Afin de contraindre les courants exotiques, nous avons vu que les mesures de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ et du paramètre de Fierz sont particulièrement adaptées de par leur complémentarité. Habituellement les contraintes obtenues sur les couplages exotiques sont représentées dans des diagrammes $C_{S,T}$ en fonction de $C_{S',T'}$ (voir figure I.6). La valeur de \mathbf{b} permettra de contraindre une bande étroite de ce diagramme qui s'étend à l'infini. La valeur de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ permettra de contraindre une zone circulaire dans de tels diagrammes.

En effet, si les expressions de a_{GT} et de b_{GT} sont reportées dans l'équation de \tilde{a} (voir éq. I.36), nous obtenons :

$$\mathbf{a}_{exp} \left[2 + \frac{C_T^2}{C_A^2} + \frac{C_T'^2}{C_A'^2} + 2 \left(\frac{C_T}{C_A} + \frac{C_T'}{C_A'} \right) \left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle \right] + \frac{1}{3} \left(2 - \frac{C_T^2}{C_A^2} - \frac{C_T'^2}{C_A'^2} \right) = 0 \quad (\text{I.45})$$

où, \mathbf{a}_{exp} est la valeur expérimentale obtenue du coefficient de corrélation angulaire. C'est l'équation d'un cercle de la forme :

$$\left[\frac{C_T}{C_A} + \frac{\left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \right]^2 + \left[\frac{C_T'}{C_A'} + \frac{\left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \right]^2 = 2 \left(\frac{\mathbf{a}_{exp} \left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \right)^2 - 2 \frac{\mathbf{a}_{exp} + \frac{1}{3}}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \quad (\text{I.46})$$

où les coordonnées du centre et du rayon sont donnés par :

$$X_c = Y_c = - \frac{\left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \quad (\text{I.47})$$

$$R_c = \sqrt{2 \left(\frac{\mathbf{a}_{exp} \left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}} \right)^2 - 2 \frac{\mathbf{a}_{exp} + \frac{1}{3}}{\mathbf{a}_{exp} - \frac{1}{3}}} \quad (\text{I.48})$$

En considérant la valeur expérimentale de Johnson et. al. (voir section II.1) qui est actuellement la meilleure valeur expérimentale de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$ dans une Gamow-Teller pure ainsi que la valeur la plus précise du rapport P_F/P_{GT} obtenue dans les années 80 [W⁺87, C⁺91], nous obtenons le diagramme de la figure I.6. Il est possible de réaliser la même étude pour les couplages exotiques scalaires [SBNC06, SNC11].

Finalement, les contraintes actuelles sur les courants exotiques tensoriel et scalaire sont les suivantes (95.5%C.L.) :

$$\begin{aligned} \left| \frac{C_S^{(')}}{C_V} \right| &< 0.07 \\ \left| \frac{C_T^{(')}}{C_A} \right| &< 0.09 \end{aligned} \quad (\text{I.49})$$

Les contraintes actuelles laissent encore une place significative aux courants exotiques. Jusqu'à présent, la structure V-A de l'interaction faible n'a jamais été remise en question de façon durable.

L'ensemble de ces valeurs ont été obtenues au cours d'expériences qui sont décrites dans le chapitre suivant.

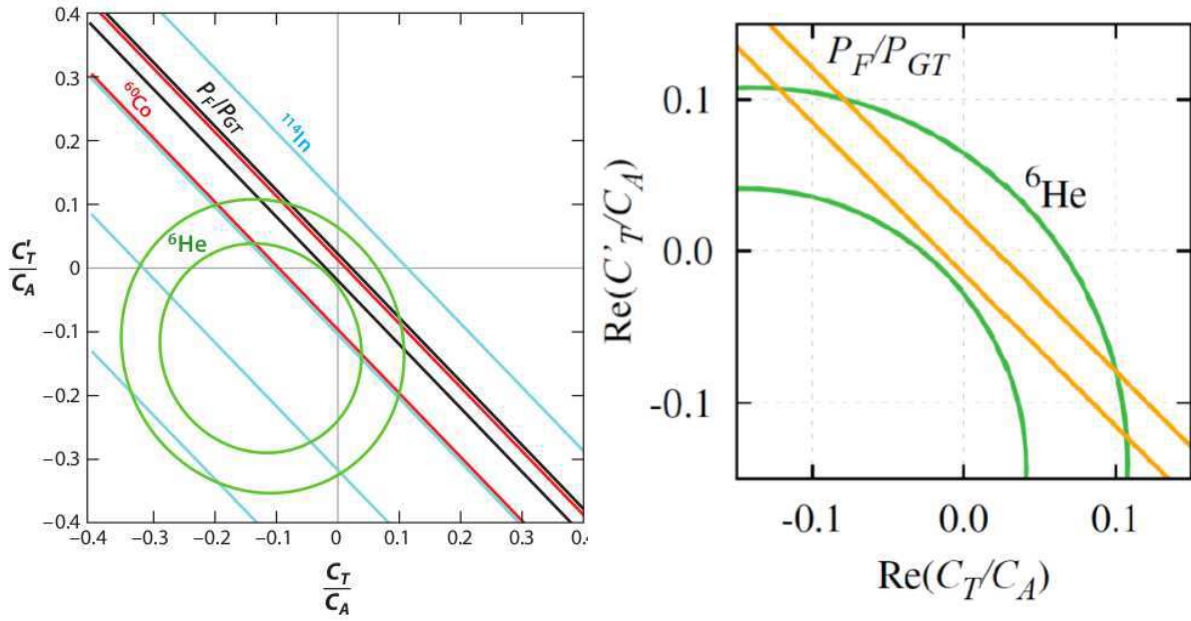


FIGURE I.6 – Contraintes sur les couplages tensoriels obtenues à partir des mesures les plus précises dans les désintégrations β nucléaires. Les régions délimitées par les courbes sont permises. À gauche, en vert, limite provenant de la mesure de $a_{\beta\nu}$ dans le noyau de l' ${}^6\text{He}$ [JPC63]. En bleu clair et rouge, limites provenant des mesures de l'asymétrie β dans les noyaux respectivement d' ${}^{114}\text{In}$ et de ${}^{60}\text{Co}$ [W⁺09, W⁺10]. En noir, limite provenant du rapport entre la polarisation longitudinale du beta issue de décroissances purement Fermi et purement Gamow-Teller : $\frac{P_F}{P_{GT}}$; à droite, zoom sur la zone contrainte par la mesure de $a_{\beta\nu}$ et b via $\frac{P_F}{P_{GT}}$.

I.3 Un peu de physique atomique : le phénomène de shakeoff (SO)

Afin d'atteindre une précision excellente permettant de tester les limites du modèle standard, il faut pouvoir étudier un certain nombre d'effets systématiques. Parmi ces effets systématiques, le shakeoff qui consiste en l'émission d'un ou plusieurs électron(s) du cortège électronique lors du processus β , doit être pris en compte. Il faut donc disposer d'un outil théorique pour décrire ce phénomène. C'est le sujet de cette dernière section.

I.3.1 Définition et mesures antérieures

En réponse à un changement brutal du potentiel central ($V(r)$), des processus atomiques fondamentaux tels que le shake-up (SU) ou le shakeoff (SO) provoquent respectivement l'excitation d'un électron lié sur une nouvelle orbitale atomique ou son éjection dans le continuum. Ces processus peuvent être liés à un changement de la charge nucléaire comme c'est le cas au cours d'une décroissance β , α , de la capture électronique nucléaire ou de la conversion interne. La probabilité de tels processus peut être calculée dans le cadre de l'approximation soudaine dont la validité dépendra essentiellement de la vitesse avec laquelle le potentiel central change. Au cours d'une désintégration β , ce potentiel change en moins d'une attoseconde⁵, ce qui correspond au temps de transit de la particule β à travers le nuage électronique. Les premiers calculs des probabilités de SO et SU ont été réalisés en utilisant des fonctions d'ondes hydrogénoïdes

5. attoseconde : 10^{-18}s

[Mig41, Lev53, Fei41]. Des méthodes numériques de calcul plus sophistiquées sont aujourd'hui utilisées avec des fonctions auto-cohérentes appliquées à des systèmes d'atomes à plusieurs électrons [CJT68]. La comparaison entre les simulations et les données expérimentales peut s'avérer compliquée dès lors que le processus d'émission Auger n'est pas négligeable. Une étude avait été réalisée pour des atomes d' ${}^6\text{He}$ mais, bien que la simple ionisation estimée de l'ion fils soit en accord avec une précédente mesure [CPJ63], la double ionisation du ${}^6\text{Li}$ avait été surestimée d'un ordre de grandeur, ce qui souligne la difficulté même lorsque le système ne présente que deux électrons actifs [WV96]. Un cas d'école se présente donc dans l'étude du shakeoff lors de la désintégration β^- de ${}^6\text{He}^{1+}$ qui est un système à un électron actif. En effet, les corrélations $e^- - e^-$ et des processus de relaxation secondaires sont absents rendant possible uniquement deux mécanismes d'ionisation de l'ion issu de la désintégration β . Le premier mécanisme est le shakeoff de l'électron dû au changement soudain de la charge nucléaire associé à la vitesse acquise par le noyau fils issu de la désintégration ($T_r \sim 1.4 \text{ keV}$ suffisamment grande pour qu'elle ait un effet notable sur la probabilité de shakeoff [CJT68]). Le second est la collision entre la particule β et l'électron lié. Dans ce cas précis, ce second mécanisme est peu probable puisque sa probabilité dépend de l'énergie de la particule β par rapport à l'énergie de liaison de l'électron : $E_{max} = 3.5 \text{ MeV} \gg E_{lié} = 54.4 \text{ eV}$.

I.3.2 Modèles théoriques

Le calcul de la probabilité de shakeoff se fait dans le cadre de l'approximation soudaine qui suppose que la fonction d'onde de l'électron ne change pas lors de la désintégration β . C'est possible lorsque la variation δV du potentiel nucléaire n'agit sur l'électron lié que pendant un temps court inférieur à δt tel que :

$$\frac{\delta t \delta V}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \frac{e^2}{a_0/Z} \frac{a_0/Z}{c} = \frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{137} \quad (\text{I.50})$$

où le rayon de Bohr $a_0 = 0.53 \text{ \AA}$ est l'unité atomique de distance. La particule β est supposée se déplacer à la vitesse de la lumière à travers le nuage de probabilité de présence de l'électron lié de dimension a_0/Z .

Dans le cas particulier de ${}^6\text{He}^{1+}$, l'état initial est un état $1s$ et la fonction d'onde de l'électron lié non relativiste a la forme :

- partie radiale R_{nl} ⁶ :

$$R_{10} = 2 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{Zr}{a_0}\right) \quad (\text{I.51})$$

- partie angulaire Y_{lm} ⁷ :

$$Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (\text{I.52})$$

La fonction d'onde associée à l'état du noyau père est donc $\Psi_{1s,Z} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \times 2 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{Z}{a_0}r\right)$ où Z est le numéro atomique du noyau père ($Z=2$).

En se plaçant dans le cadre de l'approximation soudaine, la fonction d'onde finale $|f, Z'\rangle$ de l'électron dans le référentiel de l'ion fils peut être exprimée dans le référentiel du laboratoire via la transformation suivante :

$$|f', Z'\rangle = \exp(-i\vec{k}\vec{r})|f, Z'\rangle \quad (\text{I.53})$$

6. où n est le nombre quantique principal, l le nombre quantique orbital (ou azimutal ou secondaire)

7. où m est le nombre quantique magnétique (ou tertiaire)

dans laquelle $Z' = Z + 1$ est le numéro atomique du noyau fils et \vec{k} est associé à l'impulsion de recul de l'ion (à \hbar près). Plus exactement, \vec{k} est le vecteur d'onde de l'électron qui a une vitesse v_R (vitesse de l'ion de recul) dans le référentiel du laboratoire. En effet, dans cette approximation, la dépendance temporelle de ce changement de référentiel est un facteur 1. La probabilité que l'électron occupe finalement l'état $|f, Z+1\rangle$ est :

$$| \langle 1s, Z | f', Z+1 \rangle |^2 = | \langle 1s, Z | 1 - i\vec{k}\vec{r} - \frac{(\vec{k}\vec{r})^2}{2} | f, Z+1 \rangle |^2 \quad (\text{I.54})$$

où la fonction exponentielle a été développée à l'ordre 2 en $\vec{k}\vec{r}$.

Les seules fonctions d'ondes considérées pour l'état final sont $|f=ns, Z+1\rangle$ et $|f=np, Z+1\rangle$ car les fonctions de moments angulaires l plus grands contribuent avec des termes proportionnels à \vec{k}^4 ou plus élevés. L'ensemble des calculs est détaillé dans l'annexe A.

La probabilité d'ionisation de l'électron dans le continuum est :

$$P_{\text{ionisation}} = \int_0^\infty \langle 1s, Z | 1 | Ks, Z+1 \rangle^2 dK - \frac{(a_0\vec{k})^2}{3} \int_0^\infty [\langle 1s, Z | r^2 | Ks, Z+1 \rangle \langle 1s, Z | 1 | Ks, Z+1 \rangle \quad (\text{I.55})$$

$$- \langle 1s, Z | r | Kp, Z+1 \rangle^2] dK \quad (\text{I.56})$$

où K est le nombre d'onde de l'électron éjecté dans le continuum. De la même façon, la probabilité pour que l'électron soit dans un état lié s'écrit :

$$P_{\text{lié}} = \sum_n \langle 1s, Z | 1 | ns, Z+1 \rangle^2 - \frac{(a_0\vec{k})^2}{3} \sum_n [\langle 1s, Z | r^2 | ns, Z+1 \rangle \langle 1s, Z | 1 | ns, Z+1 \rangle \quad (\text{I.57})$$

$$- \langle 1s, Z | r | np, Z+1 \rangle^2] \quad (\text{I.58})$$

avec $P_{\text{ionisation}} + P_{\text{lié}} = 1$.

Dans le cas de l' $^6\text{He}^{1+}$, le calcul analytique des premiers termes de la probabilité que l'électron soit dans un état lié donne :

- $|\langle 1s, Z | 1 | 1s, Z+1 \rangle|^2 \sim 0.8847$
- $|\langle 1s, Z | 1 | 2s, Z+1 \rangle|^2 \sim 0.0767$
- $|\langle 1s, Z | 1 | 3s, Z+1 \rangle|^2 \sim 0.0087$
- $|\langle 1s, Z | 1 | 4s, Z+1 \rangle|^2 \sim 0.0028$

La contribution des termes dépendant de a_0k sont négligeables (de l'ordre de 10^{-5}). Finalement, la probabilité que l'électron soit dans un état lié est $P_{\text{lié}} \sim 97.29\%$ dont les premiers termes ont été calculés à partir de formules données en annexe (voir A.1). Nous en déduisons $P_{\text{ionisation}} \sim 2.71\%$. Finalement, à partir de calculs numériques, les résultats obtenus sont $P_{\text{ionisation}} = 0.023381 + 0.0184303 \times \frac{(a_0k)^2}{3}$ et $P_{\text{lié}} = 0.9766189 - 0.0184303 \times \frac{(a_0k)^2}{3}$ [Pat07]. Ils ont été réalisés en utilisant 10^4 états finals possibles pour atteindre la précision donnée. Notons que $(a_0k)^2 = \frac{(a_0m_e v_R)^2}{\hbar^2} = \frac{(a_0m_e)^2}{\hbar^2} \times \frac{2 \times E_R}{M_R} = 6.7 \times 10^{-3} \times E_R$ où M_R et E_R sont respectivement la masse et l'énergie cinétique de l'ion de recul. La dépendance selon l'énergie est donc tout à fait négligeable.

Chapitre II

L'état de l'art concernant la mesure de $a_{\beta\nu}$

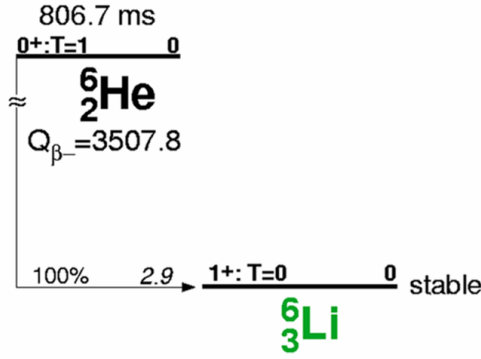
Parmi les différentes techniques de mesure du paramètre de corrélation angulaire $a_{\beta\nu}$, il est possible de distinguer deux cas différents : les mesures directes et les mesures indirectes. Le fait que l'énergie acquise par le noyau fils soit faible dans une désintégration β ne permet pas de faire de l'implantation du noyau source et complique de beaucoup sa mesure. En effet, la précision des mesures de corrélation angulaire nécessite de connaître l'énergie de l'ion de recul. Les physiciens ont été amenés à développer des systèmes de piégeage (piège de Paul, piège de Penning, piège électrostatique) pour obtenir une précision suffisante sur la localisation de la source de décroissance. Par mesure directe est sous-entendue la détection du noyau fils malgré la petitesse de son énergie de recul souvent de l'ordre de la centaine d'eV. Inversement, par mesure indirecte est sous-entendue la détection d'un élément ou d'une particule qui est une conséquence de la désintégration mais pas directement liée à cette décroissance. Par exemple, un cas classique de mesure indirecte est la mesure des photons de désexcitation qui sont émis pendant le recul du noyau après la désintégration β .

II.1 Les mesures directes

Dans les mesures directes, nous pouvons discerner deux procédures de mesure différentes. Dans un premier cas, dans le but de maximiser le taux de comptage, seul l'ion de recul est détecté et son énergie est mesurée à l'aide d'un spectromètre électrostatique (mesure inclusive). L'inconvénient de ces mesures est que seul le spectre en énergie de l'ion de recul est accessible, ce qui réduit le nombre d'observables pour la mesure du paramètre d'intérêt et rend difficile l'analyse de possibles bruits de fond. Au contraire, la mesure en coïncidence de l'ion de recul avec le β est une technique qui permet d'avoir un très grand nombre d'observables pertinentes fiabilisant le résultat final. En contrepartie, pour une même statistique, il faut acquérir des données pendant une période plus longue suivant la coupure sur la cinématique que le dispositif expérimental va imposer.

Mesures inclusives

Parmi les mesures inclusives, l'expérience la plus remarquable est celle de Johnson *et al.* qui remonte à 1963 [JPC63] et reste la mesure la plus précise de $a_{\beta\nu}$ obtenue jusqu'à présent dans une GT pure. Cette expérience consiste en la mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la désintégration β^- d' ^6He gazeux (voir schéma de décroissance fig. II.1). Etant une transition GT pure, cette mesure permet

FIGURE II.1 – Schéma de décroissance de l' ${}^6\text{He}^{1+}$.

de contraindre la constante de couplage du courant exotique tensoriel. Lors de l'expérience, les noyaux d' ${}^6\text{He}$ étaient produits par bombardement de neutrons issus du réacteur d'Oak Ridge sur une cible de BeO en poudre suivant la réaction ${}^9\text{Be} + n \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$. Les atomes radioactifs étaient ensuite acheminés vers l'enceinte de décroissance par un flux de vapeur d'eau.

Cette vapeur d'eau était éliminée, par des pièges froids, avant l'entrée dans l'enceinte de décroissance de sorte que la source radioactive soit la plus pure possible. L'énergie des ions de recul provenant de l'enceinte était analysée par un spectromètre électromagnétique (voir fig. II.2). Pour chaque énergie, les ions étaient comptés en utilisant un multiplicateur d'électrons et la valeur de $a_{\beta\nu}$ fut extraite du spectre complet en énergie de l'ion de recul. La valeur initiale ($a_{\text{GT}} = -0.3343(30)$) fut modifiée par Glück en 1998 [Glu98] pour tenir compte de corrections radiatives et de corrections de recul :

$$a_{\text{GT}} = -0.3303(30)$$

Le contrôle du dispositif et la démarche très méthodique suivie pour l'analyse des données, consistant à identifier de manière claire et exhaustive toutes les sources d'erreurs possibles, ont permis d'atteindre une aussi grande précision, jamais égalée jusqu'à maintenant dans une GT pure. Ce résultat est en accord avec le MS.

Mesures en coïncidence

Les premières mesures en coïncidence de l'électron et de l'ion de recul ont été menées à partir des années 60 [Rid61, VR63]. Elles utilisaient une source gazeuse d' ${}^6\text{He}$ sous forme d'un jet effusif. La mesure du temps de vol de l'ion de recul par rapport à l'électron permettait de déduire l'énergie (ou l'impulsion) de l'ion de recul. L'intérêt de ce genre de mesure est de pouvoir réduire de façon notable le bruit de fond et la mesure de l'énergie des particules β permet en plus d'avoir un contrôle supplémentaire sur les effets inhérents au dispositif expérimental.

C'est cette technique de mesure adoptée par Gorelov *et al.* qui a permis d'atteindre la meilleure précision sur la valeur de $a_{\beta\nu}$ dans la désintégration β^+ de ${}^{38m}\text{K}$ en 2005 [G+05]. La transition est de type Fermi pure et permet donc de contraindre l'existence de courant scalaire. Cette expérience utilise deux pièges magnéto-optique (MOT) qui consistent en la superposition de faisceaux lasers avec un champ magnétique quadripolaire permettant de confiner les atomes : expérience TRINAT à TRIUMF (voir fig. II.3). Les ions ${}^{38}\text{K}^m$, produits par le dispositif ISAC, sont évaporés sous forme d'atomes par une feuille de Zr portée à 900 ° C. Le premier MOT a pour tâche de réduire le bruit de fond. En effet, lorsque les atomes de ${}^{38}\text{K}^m$ piégés sont transférés dans le second MOT, il ne reste, dans le premier, que les atomes de ${}^{38}\text{K}^m$ non piégés et les atomes de ${}^{38}\text{K}$. Au sein du second MOT, les désintégrations sont enregistrées par la coïncidence entre

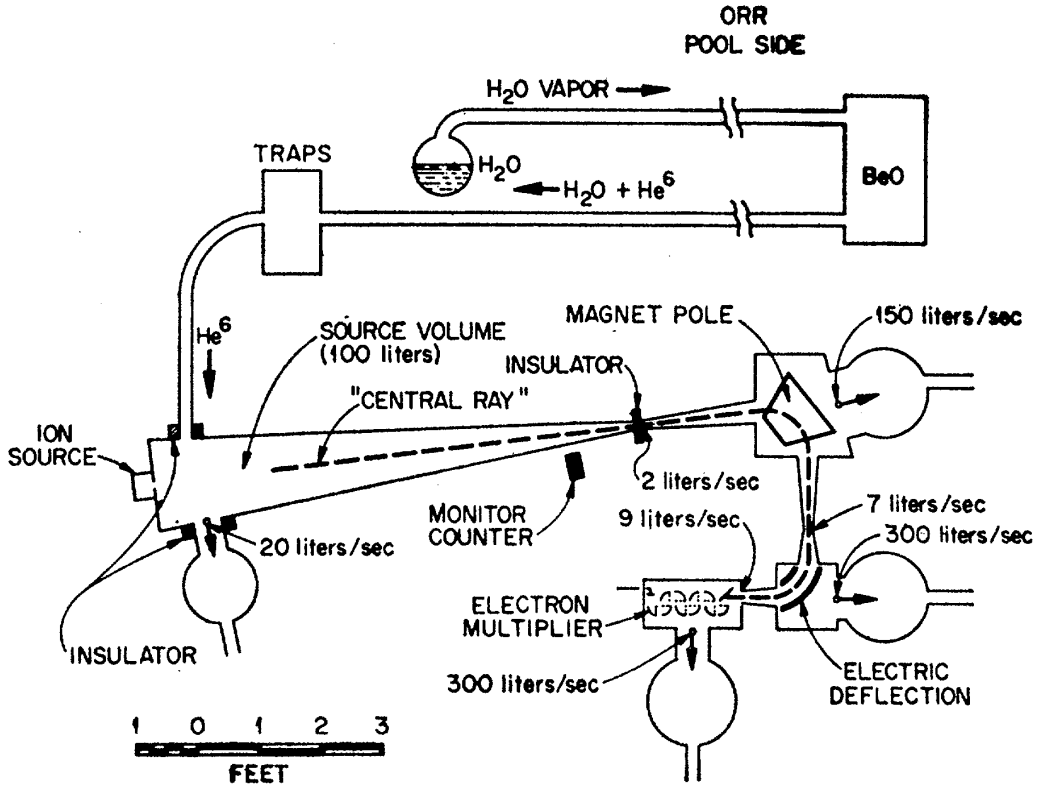


FIGURE II.2 – Dispositif expérimental utilisé par Johnson *et al.* en 1963 (figure issue de [JPC63]).

le positron détecté par un télescope β et l'ion de recul détecté par des galettes à micro-canaux couplées à une anode résistive qui fournit la position. Le télescope β est constitué d'un Silicium à pistes et d'un scintillateur plastique permettant respectivement de mesurer la position et l'énergie du positron. Le signal rapide du scintillateur donne le "START" de la mesure de coïncidence.

Ce dispositif est également sensible aux différents états de charge des ions de recul. Un champ électrostatique appliqué dans la chambre de détection permet de guider et de séparer par temps de vol les ions $\text{Ar}^{+1,+2,+3}$. Le spectromètre d'ions de recul permet de mesurer les trois composantes de l'impulsion du noyau de recul en ayant une efficacité de collection de 4π . La valeur $a_{\beta\nu}$ est déterminée à partir d'ajustements de simulations Monte Carlo (GEANT4) sur le spectre de temps de vol des ions de recul. La reconstruction de la distribution angulaire β - ν , à partir des autres observables cinématiques mesurées, permet un contrôle des effets systématiques et conduit au résultat :

$$a_F = 0.9981 \pm 0.0030(\text{stat}) \pm 0.0037(\text{syst})$$

Ce résultat est compatible avec le Modèle Standard et impose les contraintes les plus fortes, à ce jour, sur l'existence de couplages scalaires dans l'interaction faible.

II.2 Les mesures indirectes

Lors d'une décroissance β passant par un état excité du noyau fils, il est possible d'étudier les caractéristiques cinématiques des particules secondaires émises lors de la désexcitation du

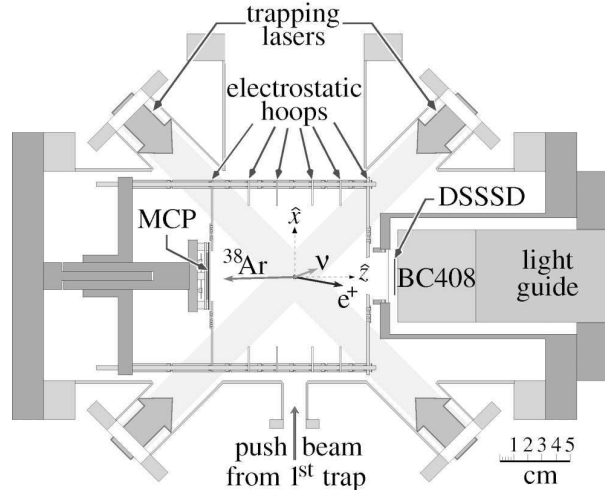


FIGURE II.3 – Schéma de la chambre de détection utilisée dans l'expérience de TRIUMF [G⁺05].

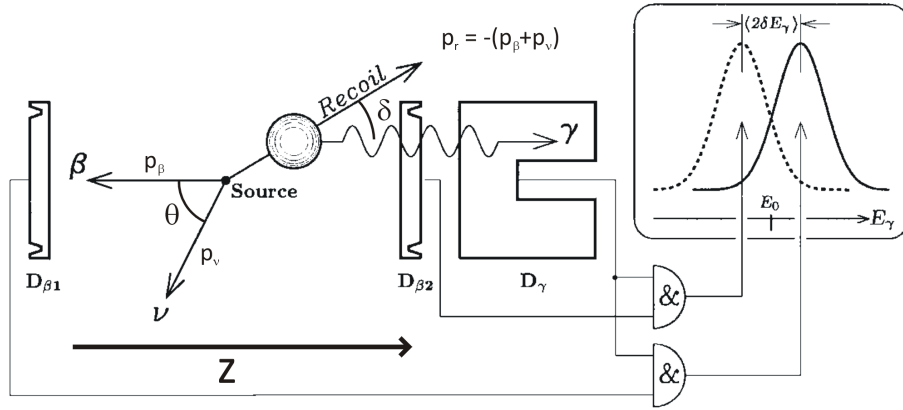


FIGURE II.4 – Principe de mesure basée sur le décalage Doppler subi par les photons émis par le noyau de recul issu de la désintégration β . Cette figure provient de [V⁺03] et a été adaptée aux notations utilisées.

noyau fils. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de détecter l'ion de recul, ce qui rend possible l'implantation des noyaux radioactifs dans une cible solide. L'avantage de ce type de mesure est donc double. Les particules secondaires, émises pendant le recul des noyaux fils, subissent un décalage cinétique similaire à l'effet Doppler dans le cas des photons. Dans ces expériences, il y a détection du β en coïncidence avec une particule secondaire : le γ émis par le recul (voir fig. II.4). Dans ce contexte, les expériences suivantes peuvent être citées :

- Egorov *et al.* en 1997 dans la décroissance β du ^{18}Ne [E⁺97]
- Vorobel *et al.* en 2003 dans la décroissance β de l' ^{14}O [V⁺03]

Si le photon est émis dans le sens du recul, à 180° par rapport au β comme cela est représenté sur la fig. II.4, le photon subit un décalage en énergie tel que : $\Delta E_\gamma = E'_\gamma - E_\gamma = E_\gamma \times v_s \cos(\delta/c)$ où :

- δ est l'angle entre le photon émis et le noyau émetteur,
- $v_s = p_r/m_{ion}$ est la vitesse du noyau émetteur.

Dans ces expériences, le noyau de recul n'est pas détecté, ainsi, le décalage Doppler observé pour une énergie fixe du β est obtenu en faisant la moyenne de ΔE_γ sur $p_r \cos \delta$ pondéré par le

taux d'événements (voir éq. 1.27 avec $b = 0$). Nous obtenons alors :

$$\langle \Delta E_\gamma \rangle = E_\gamma \frac{p_e (1 + a_{\beta\nu} \frac{E_\nu}{3E_e})}{m_{\text{ion}} c} \quad (\text{II.1})$$

en utilisant le fait que $p_{rz} = p_e + p_\nu \cos(\theta)$. Dans cette expérience, il y a aussi un détecteur β à 0° par rapport au détecteur de photons. Dans ce cas, les γ sont détectés à 0° par rapport aux β et leur énergie est diminuée par effet Doppler. Ce dispositif permet donc de mesurer un double décalage Doppler augmentant sa sensibilité. Dans le cas du ^{18}Ne , les écarts observés sont inférieurs au keV , $\Delta E_\gamma \sim 177 \text{ eV}$, ce qui nécessite l'utilisation de détecteurs de très haute résolution.

L'expérience qui a permis de contraindre la présence de courants scalaires, avec la meilleure précision de l'époque, est l'expérience d'Adelberger [A⁺99a] où les ions radioactifs d' $^{32}\text{Ar}^+$ sont implantés dans une feuille de carbone. Ce sont des émetteurs β^+ qui décroissent sur un niveau excité non lié en proton du ^{32}Cl , dont la durée de vie est de l'ordre de 33 as. Le proton émis a une énergie cinétique de 3350 keV. Du fait de la courte durée de vie, l'interaction de l'ion de recul, d'énergie max 638 eV, avec la matière environnante est totalement négligeable avant l'émission du proton. La démarche est semblable aux décalages Doppler mais ici, une détection en "single" des particules secondaires est possible car les décalages observés sont plus élevés que les décalages Doppler dû aux photons (ils peuvent atteindre la dizaine de keV) :

$$\Delta T = \frac{(p_{\text{shift}}^2 - p^2)}{2m_p} \quad (\text{II.2})$$

Cette mesure est une mesure inclusive qui vise à extraire la valeur de $a_{\beta\nu}$ à partir de l'élargissement cinétique du spectre en énergie des protons secondaires émis par les noyaux de recul issus de la désintégration β (voir éq. II.2). A partir de l'analyse de la forme des spectres en énergie des protons, il est possible d'extraire l'impulsion des ions de recul et, finalement, la valeur du paramètre de corrélation angulaire :

$$a_F = 0.9989(65)$$

Cependant, le résultat est entaché par des méconnaissances expérimentales importantes qui diminuent la confiance pouvant lui être accordée. En effet, en 1999, la masse de l' ^{32}Ar n'était connue qu'à $\pm 50 \text{ keV}$ près. Les auteurs ont donc choisi d'utiliser l'équation de masse d'isospin-multiplet (IMME) qui s'avère moins précise qu'une mesure de masse réalisée en 2003 à ISOL-TRAP [B⁺03b]. En plus de cette amélioration, l'état excité du ^{32}S a été remesuré et est en désaccord avec l'ancienne valeur. Le problème vient de la calibration en énergie des détecteurs de l'expérience d'Adelberger qui est effectuée à partir d'une source d' ^{33}Ar dont les protons de calibration proviennent de l'état excité en question. Il serait donc souhaitable que l'étude soit reprise entièrement et, à ce jour, aucun nouveau résultat n'a été publié bien qu'un travail partiel ait été réalisé [Gar07].

La figure II.5 présente les mesures les plus précises de $a_{\beta\nu}$.

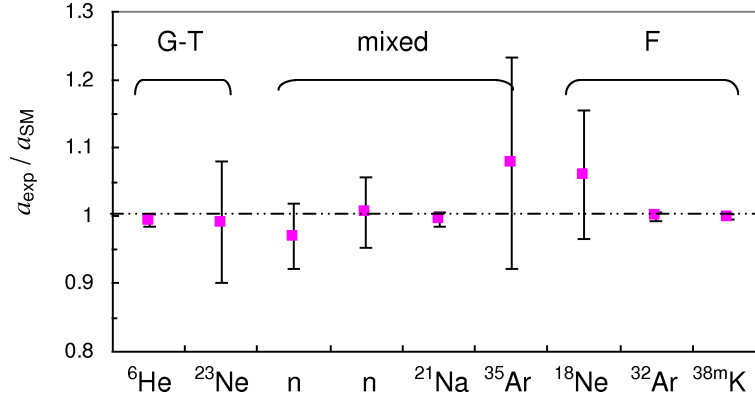
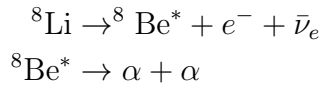


FIGURE II.5 – Mesures les plus précises de $a_{\beta\nu}$ obtenues pour chaque type de transition, représentées en fonction de leur écart relatif par rapport à la prédiction du Modèle Standard. De gauche à droite, ces résultats ont été tirés de [JPC63, A⁺59a, SDW78, B⁺02, V⁺08, A⁺59a, E⁺97, A⁺99a, G⁺05].

II.3 Les mesures récentes de $a_{\beta\nu}$ dans les noyaux

II.3.1 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance du ${}^8\text{Li}$: l'expérience d'Argonne

Récemment, Li et al. ont mesuré $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance β^- du ${}^8\text{Li}$ qui est une transition pure GT [LSS⁺13]. Les ions de lithium-8 sont produits par réaction de "stripping" : $d({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})p$ dont le faisceau primaire d'ions ${}^7\text{Li}$ d'énergie 24 MeV est fourni par le tandem de Argonne (ATLAS).



Cette expérience fait partie des mesures indirectes : la valeur de $\frac{|C_T|^2}{|C_A|^2}$ est déduite de la forme des spectres de différence en énergie entre les deux α retardés. Ils réalisent une détection en coïncidence entre le β de la décroissance détecté par un silicium d'épaisseur 1 mm et les deux α dont les directions et les énergies sont mesurées avec un ensemble de silicium à deux faces sensibles en position (voir fig. II.6). Cette détection en coïncidence permet de nettoyer le spectre d'intérêt du bruit de fond. Le faisceau primaire est envoyé sur une cible cryogénique D_2 et les produits de la réaction sont finalement focalisés par un solénoïde dans un gaz "catcher". Les ions thermalisés et regroupés sous forme de paquets sont ensuite conduits vers le piège de Paul de mesure où les décroissances sont étudiées. Un piège de Penning permet au préalable d'éliminer les contaminants.

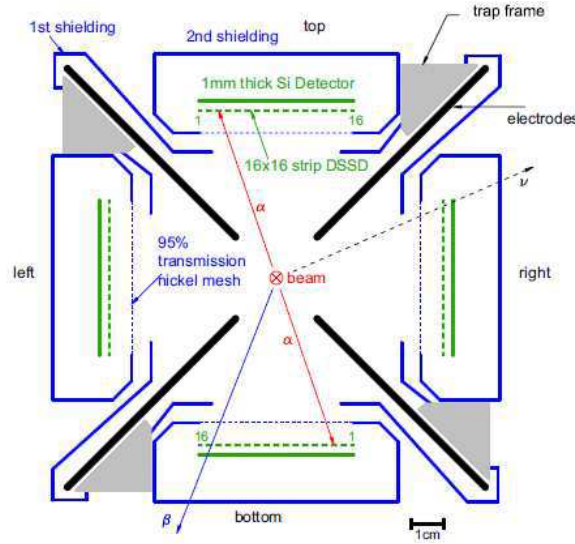


FIGURE II.6 – Illustration du piège de Paul et des détecteurs utilisés pour la détection en coïncidence $\beta - \alpha - \alpha$

A partir de la comparaison entre le spectre expérimental de la différence en énergie des deux α et des simulations Monte-Carlo (voir fig. II.7), la proportion de courant tensoriel peut être extraite. Ils obtiennent alors :

$$\frac{|C_T|^2}{|C_A|^2} = 0.004 \pm 0.009_{stat} \pm 0.010_{syst} (1\sigma)$$

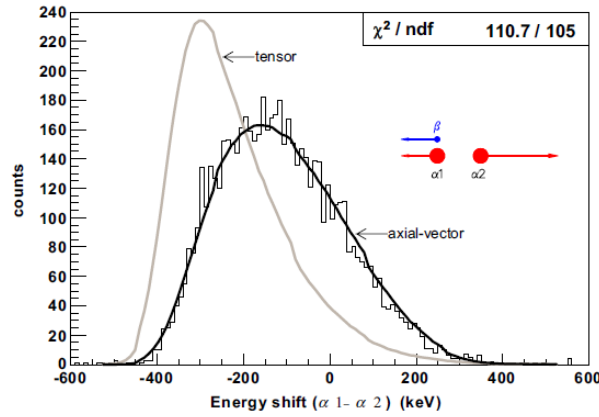


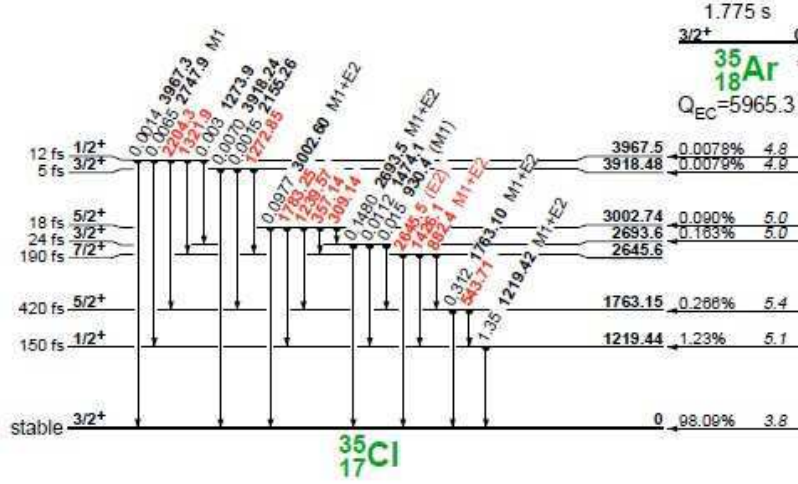
FIGURE II.7 – Spectre donnant la différence d'énergie des 2 particules α . La courbe en gris est la forme obtenue pour une interaction simulée purement tensorielle, en noir, celle pour une interaction simulée purement axial-vecteur. Le χ^2 par nombre de degré de liberté est donné en haut à droite du graphique.

L'accumulation des données a permis d'atteindre une précision comparable à celle qui a été obtenue en 2006 avec le dispositif LPCTrap [F⁺11] :

$$|C_T|^2 < 0.026 (90\%CL) \text{ ou } |C_T| < 0.16 (90\%CL)$$

avec :

$$\tilde{a} = -0.3307(90) \quad (II.3)$$

FIGURE II.8 – Schéma de décroissance de l' ^{35}Ar .

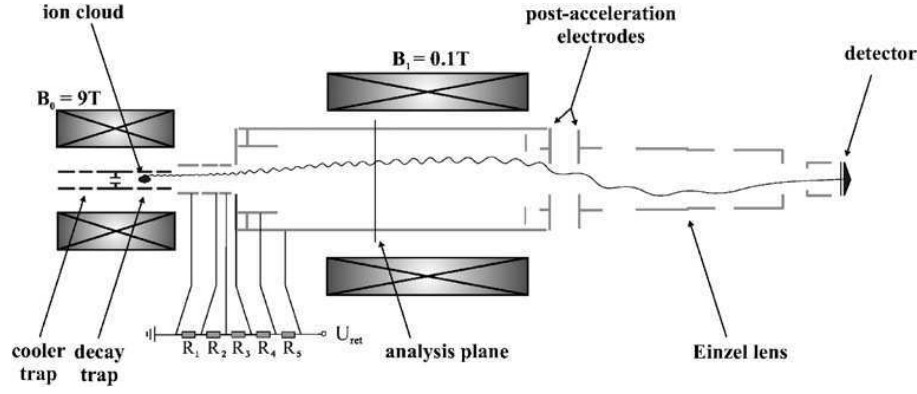
La valeur de $a_{\beta\nu}$ est extraite à partir de $\frac{|C_T|^2}{|C_A|^2}$ via l'équation I.33.

II.3.2 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l' ^{35}Ar : l'expérience WITCH

L'expérience WITCH est dédiée à la mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l' ^{35}Ar à ISOLDE-CERN. Cette décroissance est une transition mélangée avec une composante Fermi de $\sim 95\%$ et permet de contraindre l'existence de courants scalaires dans l'interaction faible (voir fig. II.8).

Pour réaliser cet objectif, un système de confinement à base d'un double piège de Penning a été conçu [B⁺03a] et a déjà été testé avec succès, il y a quelques années [K⁺08]. Les ions sont fournis par le dispositif ISOLDE et sont tout d'abord refroidis et regroupés par paquets au sein de REXTRAP. Les paquets d'ions sont ensuite injectés dans le premier piège pour une sélection en masse mais aussi pour y être refroidis par gaz tampon et recentrés. Finalement, ils sont conduits dans le second piège où leur désintégration est mesurée (voir fig. II.9). En comparaison avec les pièges de MOT, les pièges de Penning, combinant un champ magnétique pour le confinement radial et un champ électrique quadripolaire pour le confinement axial, permettent en principe de piéger n'importe quel ion. Ce double piège est couplé à un spectromètre magnétique à potentiel retardateur. Le spectromètre est placé derrière le second piège et il y règne un gradient de champ magnétique qui va guider les ions de recul sans modifier leur énergie (par conversion adiabatique de leur énergie radiale en énergie cinétique axiale) jusqu'au détecteur.

À l'entrée du spectromètre, les ions sont sélectionnés en fonction de leur énergie par un système d'électrodes de retardement. Ainsi, en mesurant le taux de comptage des ions pour différentes valeurs de potentiels de retardement, il est possible de reconstituer le spectre d'énergie des ions de recul. La preuve de principe de l'expérience a pu être apportée en 2006 par l'obtention d'un spectre d'énergie de recul à partir de la désintégration de l'isotope ^{124}In [K⁺08] malgré des dysfonctionnements (claquages dans le spectromètre, problème de temps mort dans l'acquisition). Depuis, plusieurs améliorations ont été réalisées et, en novembre 2009, un run de test avec de l' ^{35}Ar s'est déroulé avec succès [Tan10], même si des problèmes expérimentaux

FIGURE II.9 – Schéma du dispositif de l'expérience WITCH [B⁺03a].

demeurent (phénomène d'ionisation secondaire dans le spectromètre). Depuis, plusieurs tests ont eu lieu et avec un upgrade du système d'acquisition, l'expérience qui s'est déroulée au cours de novembre 2012 a permis d'obtenir un spectre en énergie des ions de recul issus de la décroissance β^+ de ^{135}Ar de meilleure qualité. L'analyse de cette expérience est en cours et elle devrait permettre d'étudier quelques effets systématiques liés au dispositif expérimental. Quelques problèmes subsistent comme la création de pièges de Penning parasites au sein du spectromètre qui sont source de bruit de fond et qu'il conviendra de résoudre pour l'expérience finale. Le détecteur situé dans l'axe de piégeage est très sensible à toutes ces sources de bruits de fond. Cette expérience est une mesure directe inclusive et le spectre d'ions de recul contient l'ensemble des états de charge non séparés du noyau fils. Les pourcentages de chacune des populations doivent être connus précisément afin d'être inclus dans l'analyse des données. Nous collaborons étroitement avec ce groupe de Leuven et le dispositif LPCTrap a pu fournir une mesure indépendante des probabilités d'ionisation par shakeoff (voir section V.2.2).

II.3.3 Mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de ^6He : l'expérience au CENPA de Seattle

Le groupe de P. Mueller de l'ANL, associé avec le CENPA, MSU et le LPC Caen souhaite mesurer le coefficient de corrélation angulaire $a_{\beta\nu}$ dans la désintégration d'atomes d' ^6He . Ce groupe a déjà développé le piégeage d'atomes d' ^6He et d' ^8He afin de mesurer leur rayon de charge nucléaire [M⁺07a] via le shift isotopique d'une transition atomique. Cette expérience utilise donc des MOT, ce qui rend très difficile le piégeage de ces atomes. En effet, pour que les atomes interagissent avec les lasers de piégeage, ils doivent se trouver excités dans un état métastable qui n'est pas très probable dans le cas de ^6He . Cet état peut s'obtenir à l'aide de décharges radiofréquences mais ce processus est très peu efficace *i.e.* de l'ordre de 10^{-4} . Heureusement, cette collaboration possède une source très intense d'atomes d' ^6He qui vient contrebalancer cette faible efficacité. Elle utilise la réaction $^7\text{Li}(^2\text{H}, ^3\text{He})^6\text{He}$ et avec une intensité maximale de l'ordre de 10^{10} atomes d' ^6He par seconde, ce qui devrait permettre d'avoir environ 1000 atomes piégés au sein d'un MOT. Le dispositif expérimental sera constitué de deux MOT très similaires à celui de la figure II.3 [K⁺12] et il est actuellement en cours de test. Une première expérience se déroule au moment où ces lignes sont écrites. Ce projet est très prometteur puisqu'il s'attend à mesurer $\sim 5 \times 10^5$ coïncidences par jour. De plus, il possède une caméra CCD pour caractériser la source au sein du piège. Ceci va permettre de limiter l'incertitude systématique liée à cette observable très importante dans la définition du vertex de décroissance. Enfin, le faisceau est

totallement dédié à cette expérience, ce qui permettra d'étudier l'ensemble des sources d'erreurs systématiques avec une statistique importante.

La récente étude de Nathal Severijns et Oscar Naviliat-Cuncic, qui est un bilan de la structure et des symétries de l'interaction faible dans les désintégrations β nucléaires, fait aussi le bilan des projets en plus des expériences déjà réalisées et de leur état d'avancement (voir tableau II.1) :

Noyau père	Technique de la mesure	Equipe/laboratoire	Remarques	Articles/Dates
^6He	Spectromètre	ORNL (Oak Ridge)	$a = -0.3308(30)$	[JPC63]
^{32}Ar	Feuille d'implantation coïncidence p-recul		$\tilde{a} = 0.9989(52)(39)$	[A+99a, A+99b]
^{38m}K	MOT	SFU/TRIUMF	$\tilde{a} = 0.9981(30)(34)$	[G+05]
^{21}Na	MOT	Berkeley/BNL	$a = 0.5502(38)(46)$	[V+08]
^6He	Piège de Paul	LPC Caen/GANIL	$\tilde{a} = -0.3335(73)(75)$	[F+11]
^6He	Piège de Paul	LPC Caen/GANIL	Analyse en cours	[C+12]
^8Li	Piège de Paul coïncidence $\beta\alpha$	ANL	$a = -0.3307(60)(67)$	[LSS+13]
^{35}Ar	Piège de Paul	LPC Caen/GANIL	Analyse en cours	[L+11]
^{35}Ar	Piège de Penning	Leuven/ISOLDE	Analyse en cours	[B+11]
^{19}Ne	Piège de Paul	LPC Caen/GANIL	Octobre 2013	[L+12]
^6He	Electrostatic Ion Beam Trap	Weizmann/SOREQ	En cours	[A+10]
^6He	MOT	ANL/CENPA	En cours	[K+12]
Isotopes Ne	MOT	Weizmann/SOREQ	En cours	2012
^{32}Ar	Piège de Penning	Texas A&M	En préparation	[MMS12]
^8He	Feuille, $\beta\gamma$	NSCL	En préparation	[NC+10]

Tableau II.1 – Bilan de l'ensemble des projets de mesure de $a_{\beta\nu}$, à venir et en cours, classés par ordre d'avancement. Sont également cités, pour comparaison, les résultats les plus précis déjà publiés. Ce tableau est issu de [SNC13] et a été mis à jour.

La plupart des expériences présentées ont le point commun d'utiliser des pièges : pièges de Penning, de Paul, MOT ou piège électrostatique pour faisceau d'ions EIBT¹. En effet, l'incertitude liée à la position du vertex de décroissance est drastiquement réduite. Ces pièges permettent d'obtenir une source très pure et très localisée à une température de l'ordre du mK dans le vide. La détection du recul de très faible énergie est possible tout en limitant le nombre d'interactions sur son parcours jusqu'au détecteur. L'ensemble de ces conditions réunies permet également de réduire la diffusion des électrons qui peut être une limitation lorsque l'on fait de l'implantation dans une cible et de ne pas perturber les trajectoires des ions de recul.

1. Electrostatic Ion Beam Trap

II.4 Les mesures avec LPCTrap

Le dispositif LPCTrap est installé sur la ligne LIRATau GANIL et fonctionne depuis 2005. Jusqu'en 2010, ce dispositif a été amélioré et modifié dans le cadre de mesures de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l'ion ${}^6\text{He}^{1+}$. En 2011, une première expérience de test utilisant de l' ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ a eu lieu et la campagne de mesure finale avec ce noyau a eu lieu en juin 2012. Une expérience avec un faisceau d'ion ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$ est programmée en octobre 2013. Ces noyaux sont produits avec des intensités importantes [$10^7 - 10^8$ pps] au GANIL.

II.4.1 Décroissance de ${}^6\text{He}^{1+}$

Rappelons que la décroissance de ${}^6\text{He}^{1+}$ sonde l'existence de courants exotiques de type tensoriel car c'est une transition pure Gamow-Teller. Il s'agit d'une transition d'un niveau 0^+ vers un niveau 1^+ (voir fig. II.1). L'état final est un état fondamental, l'émission de l'ion de recul ne sera pas, par conséquent, perturbée par l'émission de particules secondaires. Le Q_β de la réaction (3507.8 keV) est ici suffisamment élevé pour être adapté à une mesure en coïncidence qui sera décrite dans le prochain chapitre. Enfin, le temps de demi-vie de cet élément est suffisamment long pour la durée nécessaire à la mise en forme du faisceau et suffisamment court pour acquérir une statistique suffisante en temps raisonnable (~ 1 semaine).

Caractéristique de la désintégration β de ${}^6\text{He}^{1+}$ (voir fig. II.1)

Cette décroissance possède les caractéristiques suivantes :

- $Q_\beta = 3507.8$ keV,
- BR = 100% (BR : "Branching Ratio"),
- $\Delta J = \pm 1$,
- $\log(ft) \sim 2.9$.

Comme nous l'avons vu à la section I.1.4, la conservation de l'énergie et de l'impulsion impose que seule une certaine zone de l'espace cinématique est autorisée. En effet, dans le cas de ${}^6\text{He}^{1+}$ où $Q_\beta = 3.5$ MeV, la zone possible est celle contenue dans le plus grand triangle correspondant aux isocontours représentés sur les figures II.10. De plus, dans le cas particulier où le neutrino n'emporte pas d'énergie, l'énergie maximale de l'ion de recul est $T_r^{\max} = 1.417$ keV $\leftrightarrow p_r^{\max} = 3.986$ keV/c ou encore $T_\beta^{\max} = Q - T_r^{\max} = 3.506$ MeV.

Dans le cadre d'une mesure en coïncidence, il est possible de mettre en évidence que, statistiquement parlant, l'interaction tensorielle sera favorisée en mettant les détecteurs à l'opposé les uns des autres (voir fig. II.10). Dans le cas de la transition de ${}^6\text{He}$, la distribution du taux d'événement simulée dans le cas où $a_{\beta\nu} = a_T$ et $a_{\beta\nu} = a_A$ montre que la cinématique de la réaction est favorisée selon l'isocontour $\varphi = 180^\circ$ lorsque $a_{\beta\nu} = a_T$.

II.4.2 Décroissance de ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$

L' ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ permet, toujours dans l'optique de contraindre la présence de courants dits exotiques, de sonder l'existence de courant scalaire. En effet, ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ décroît via une transition mélangée dans laquelle la composante de Fermi est largement majoritaire ($\sim 90\%$). Une autre motivation de cette expérience est d'améliorer la précision sur le paramètre de mélange ρ entre la contribution de Fermi et celle de Gamow-Teller de cette transition miroir : ${}^{35}\text{Ar}^{1+} \rightarrow {}^{35}\text{Cl} + e^+ + \bar{\nu}_e$ (voir fig. II.8). La mesure du coefficient $a_{\beta\nu}$ avec une précision relative inférieure à 0.5% devrait permettre d'améliorer significativement la précision actuelle du paramètre de

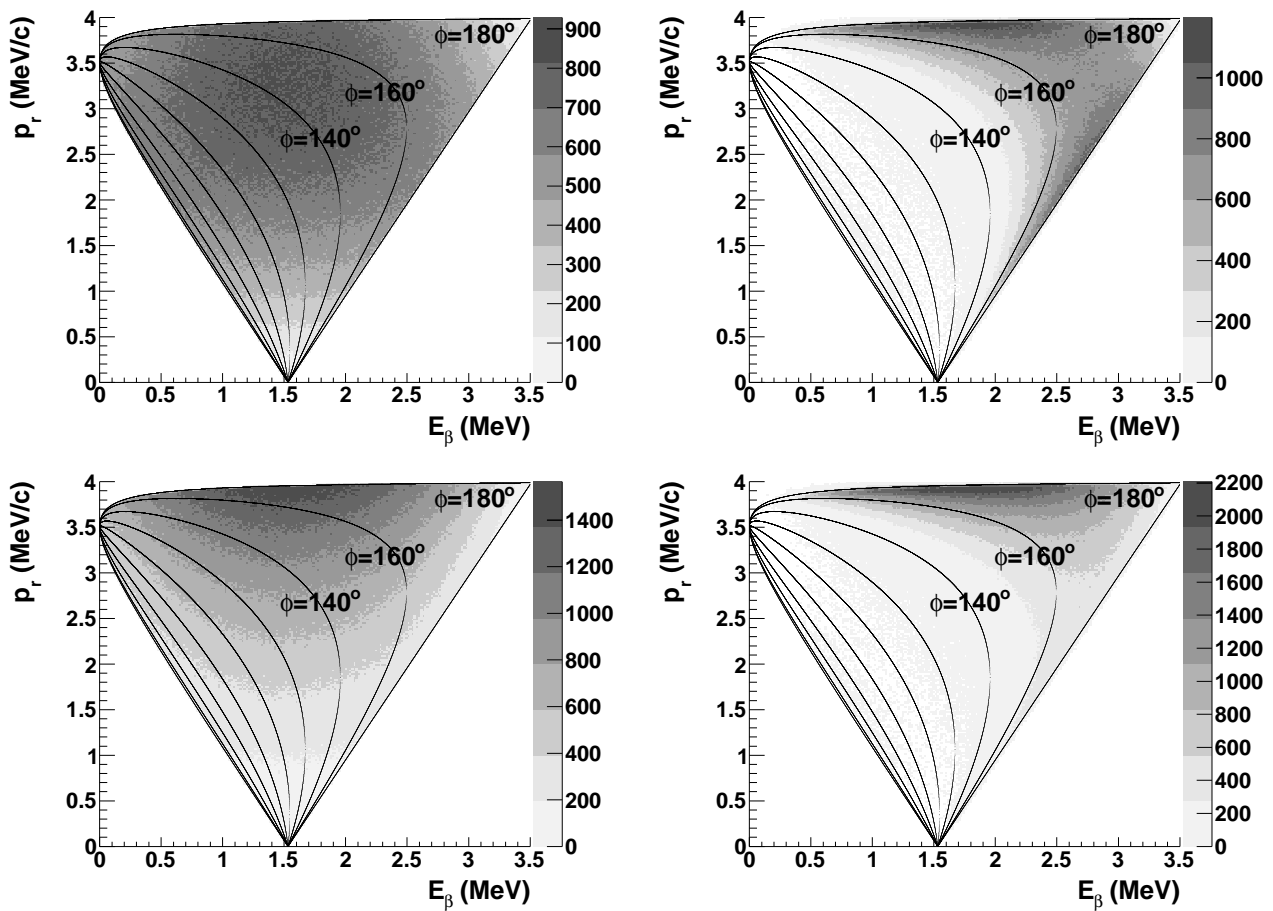


FIGURE II.10 – Répartition des désintégrations de l' ${}^6\text{He}$ dans l'espace cinématique (E_β, p_r) pour les cas purement axiaux (haut) et dans les cas purement tenseurs (bas), pour l'espace cinématique complet (gauche) et avec la sélection géométrique du système de détection en coïncidence (droite)

mélange ρ [NCS09a]. Ces deux observables sont reliés dans le cadre du MS par la relation :

$$a_{MS} = \frac{1 - \rho^2/3}{1 + \rho^2} \quad (\text{II.4})$$

Cette mesure permettra de compléter la base de données des transitions miroirs pour extraire précisément l'élément V_{ud} (voir section I.1.9) de la matrice CKM en vue de tester son unitarité.

II.4.3 Décroissance du $^{19}\text{Ne}^{1+}$

Enfin, la dernière mesure de $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance de l'ion $^{19}\text{Ne}^{1+}$ (voir fig. II.11) remonte à plus de cinquante ans [A+59b, A+59a] : $a_{\beta\nu} (^{19}\text{Ne}^{1+})=0.00(8)$ et a permis, à l'époque, de confirmer la prépondérance des courants Vecteur et Axial-vecteur qui ont formé la théorie V-A. Cependant, la précision de cette mesure est trop faible pour espérer contraindre la présence de courants exotiques. C'est la principale motivation de l'expérience : améliorer la précision d'un facteur ~ 25 , *i.e.*, atteindre une précision absolue de l'ordre de 0.3%.

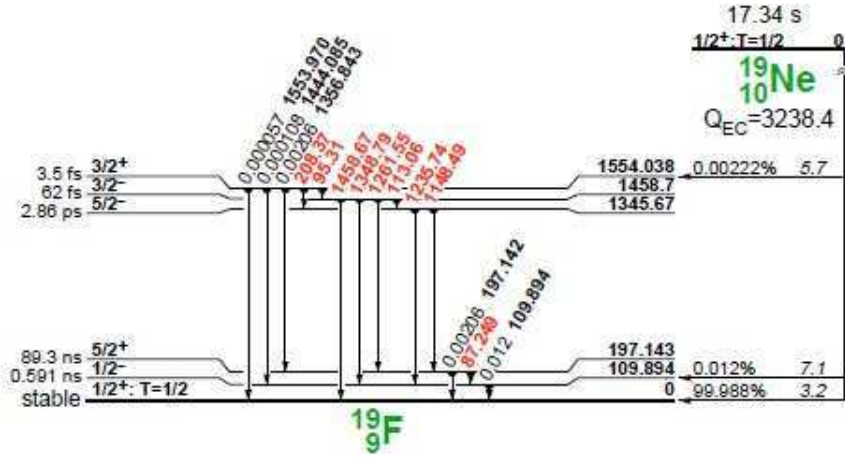


FIGURE II.11 – Schéma de décroissance du ^{19}Ne .

Les deux dernières transitions présentées sont particulières, dites miroirs, car les nombres de protons et neutrons sont inversés entre le noyau père et le noyau fils. Le recouvrement des fonctions d'onde entre les états initial et final est important mis à part les différences liées à l'interaction coulombienne et les décroissances ont donc une composante de Fermi importante.

A partir de la définition de a_{MS} et de ρ (voir éq. II.4), il est possible de définir le pourcentage de la transition qui sera de type Fermi ou de type Gamow-Teller :

$$\alpha = \frac{ft_{0+ \rightarrow 0+}}{ft_{\text{noyau}}} \quad \text{où } ft_{0+ \rightarrow 0+} = 3071.8 \text{ s} \quad (\text{II.5})$$

$$\%F = \frac{C_V |M_F|}{(C_V |M_F|)^2 + (C_A |M_{GT}|)^2} = \frac{1}{1 + \rho^2} = \frac{1}{2\alpha} \quad (\text{II.6})$$

$$\%GT = \frac{C_A |M_{GT}|}{(C_V |M_F|)^2 + (C_A |M_{GT}|)^2} = \frac{1}{1 + 1/\rho^2} = 1 - \frac{1}{2\alpha} \quad (\text{II.7})$$

avec :

$$\alpha = \frac{1 + \rho^2}{2}$$

On trouve alors dans le cas de l' ^{35}Ar et du ^{19}Ne :

Noyau étudié	%Fermi	%Gamow-Teller
^{35}Ar	92	8
^{19}Ne	28	72

La mesure de $\alpha_{\beta\nu}$ dans ce type de transition permet d'avoir une estimation précise de ρ en supposant que la valeur de $\alpha_{\beta\nu}$ est la valeur prédite par le MS. Comme nous avons pu le voir à la section 1.1.9, la connaissance précise du rapport d'embranchement (BR), du temps de demi-vie ($T_{1/2}$), des masses de la transition (Q_{EC}) permet de déterminer le terme V_{ud} de la matrice CKM et de tester son unitarité. Il est également possible de déduire ρ à partir de la valeur de V_{ud} des transitions bien connues $0^+ \rightarrow 0^+$ et de comparer la valeur a_{exp} à la valeur "théorique" calculée dans l'optique de contraindre les courants exotiques.

Dans le chapitre suivant, nous décrivons en détail le dispositif LPCTrap utilisé sur la ligne LIRAT du GANIL.

Chapitre III

Le dispositif expérimental : LPCTrap

L’objectif de ce chapitre est de décrire en termes techniques l’ensemble du dispositif expérimental et d’exposer les paramètres principaux de réglage. Avant de commencer la description détaillée de LPCTrap, les faisceaux produits par le GANIL seront présentés avec leurs caractéristiques respectives. Dans la description de LPCTrap, certains points seront plus détaillés que d’autres mettant en avant les modifications effectuées au cours de cette thèse.

III.1 Les faisceaux radioactifs délivrés par le GANIL

L’installation SPIRAL (Système de Production d’Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) de GANIL produit des faisceaux radioactifs par la méthode ISOL (Isotope Separation On Line). Cette technique a été inventée à Copenhague, il y plus de 50 ans et a donc déjà profité de nombreuses améliorations et développements [Kir92, KBHK92, P⁺10a]. La méthode consiste à coupler une cible épaisse avec une source d’ions, un faisceau primaire, et un analyseur de masse (dipôle d’analyse) [Lin04].

III.1.1 Technique de production et de transport

Un faisceau primaire d’ions stables est accéléré par les trois cyclotrons en cascade du GANIL (un cyclotron compact C0, puis deux cyclotrons accélérateurs CSS1 & CSS2), avant de venir heurter une cible de carbone graphite de l’ensemble cible-source de SPIRAL.

L’utilisation simultanée des forces électrique et magnétique permet d’accélérer et de guider le faisceau primaire vers la cible de graphite dans laquelle les noyaux d’intérêts seront produits par fragmentation du projectile et/ou de la cible. Afin d’isoler et transporter les noyaux radioactifs produits, ils sont ionisés à l’aide d’une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) (voir section VI.2). Pour permettre un tri et une sélection de ces éléments, un dipôle magnétique (ICD1), possédant un pouvoir de résolution massique de l’ordre de $\frac{m}{\Delta m} = 250$, permet de les séparer grossièrement (voir fig. III.1). Une fois les noyaux d’intérêt sélectionnés, ils peuvent être envoyés dans un des trois dispositifs suivants :

- le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie)
- la ligne LIRAT utilisée pour des expériences à très basse énergie (10 – 30 keV)
- l’IBE (Identification Basse Énergie)

Un dipôle permet de guider le faisceau d’ions dans l’une ou l’autre des lignes disponibles.

En vue de maximiser le rendement entre la casemate de production et LPCTrap, l’équipe technique se focalise d’abord sur un élément stable du faisceau d’ions produits en grande quantité et proche en masse de l’élément d’intérêt. Elle améliore ensuite la transmission en utilisant

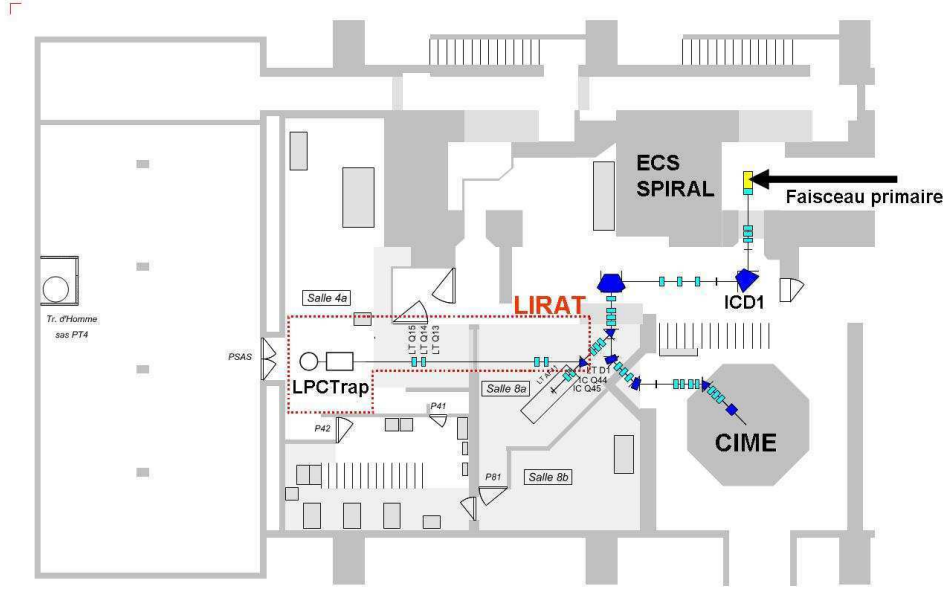


FIGURE III.1 – Implantation de la ligne basse énergie LIRAT.

l'ensemble des outils présents sur la ligne : des profileurs, des cages de Faraday, des fentes horizontales et verticales... En particulier, lorsque le faisceau est envoyé dans la ligne LIRAT, la transmission est mesurée entre deux cages de Faraday ICCF13, placée juste après le dipôle ICD1P et LTCF14 juste à l'entrée de LPCTrap. LTCF14 possède une gamme de mesure en intensité allant de quelques pA à plusieurs μA . Un jeu de plusieurs réducteurs permet d'adapter l'intensité du faisceau incident si besoin est. Un profileur (PR14) permet lui de contrôler la position du faisceau juste avant son injection dans le RFQ. Enfin, l'énergie du faisceau stable est choisie de sorte à ne pas modifier le $B\rho$ de la ligne lorsque celle-ci est finalement réglée sur l'élément radioactif d'intérêt.

III.1.2 Caractéristiques des faisceaux fournis

Afin de quantifier la qualité optique du faisceau, il est habituel de parler d'espace de phase et d'émittance. L'espace de phase est décrit par les 6 coordonnées (x, y, z) et (p_x, p_y, p_z) de la particule à un instant donné. Le groupe de points que constituent les particules d'un faisceau de dimension finie sera contenu dans un hypervolume à six dimensions qui obéit au théorème de Liouville :

"Sous l'action de forces qui peuvent être dérivées d'un hamiltonien, le mouvement d'un groupe de particules est tel que la densité locale des points représentatifs dans l'espace des phases demeure constante."

L'hypervolume S contenant le groupe de particules doit donc être constant. L'espace à six dimensions peut être représenté par la projection de l'hypervolume sur les plans (x, p_x) , (y, p_y) et (z, p_z) si les équations du mouvement sont découplées par rapport aux axes. Ces projections sont appelées diagrammes de l'espace des phases et traditionnellement, z est l'axe de propagation du faisceau, x et y les directions transverses. D'après le théorème de Liouville, on a dans chacun des trois diagrammes de l'espace des phases :

$$S_u = \int dp_u du = cste \text{ avec } u = x, y, z \text{ et } S = S_x \times S_y \times S_z$$

La divergence angulaire d'une particule par rapport à l'axe optique est égale au rapport des quantités de mouvement axiale (p_z) et transversale. Si cette dernière est constante, on peut remplacer p_x par la divergence angulaire $\alpha = p_x/p_z$. Il en est de même pour l'axe y . Les deux coordonnées de notre diagramme, le déplacement et la divergence angulaire qui sont maintenant toutes deux des quantités observables, définissent une quantité ϵ appelée émittance. Les unités utilisées pour le déplacement et pour la divergence angulaire sont typiquement le mm et le $mrad$. De plus, la distribution des points dans ce plan étant généralement en forme d'ellipse, on notera la valeur de l'émittance en $\pi.mm.mrad$ puisque $\epsilon = (\text{aire de l'ellipse})/\pi$. On parlera ici d'émittance transverse [Hen01]. L'émittance longitudinale permet, quant à elle, de caractériser la dispersion en énergie et s'exprime en $eV.\mu s$.

L'émittance transverse maximale des faisceaux fournis sur LIRAT est imposée par la taille du tube de transport de la ligne. Elle est de $100\pi mm.mrad$ et est réduite à $80\pi mm.mrad$ par des fentes d'émittance pour l'injection dans CIME ou dans la ligne LIRAT.

III.1.2.1 Noyau d' ^6He

Le faisceau primaire est composé d'ions ^{13}C accéléré jusqu'à $75 MeV/A$ avec une puissance sur cible d'environ $2.5 kW$. Une intensité d' $^6\text{He}^{1+}$ d'environ $10^8 pps$ est mesurée à l'entrée de LPCTrap avec une énergie proche de $10 keV$ et une émittance de l'ordre de $80\pi.mm.mrad$. L'énergie du faisceau est imposée par la haute tension appliquée sur la plateforme de la source d'ions, $V_{\text{HTECR}} = 9965 V$.

La principale pollution vient du $^{12}\text{C}^{2+}$ liée à la nature de la cible (carbone graphite). En effet, le $^{12}\text{C}^{2+}$ présente le même rapport q/m que l' $^6\text{He}^{1+}$ aux excès de masse près. La différence de ce rapport n'est pas suffisamment élevée par comparaison avec la résolution en masse du dipôle, ce qui explique que les quantités de carbone puissent atteindre plusieurs centaines de nA devant la dizaine de pA d' $^6\text{He}^{1+}$, soit un facteur 10^4 . La présence de $^{12}\text{C}^{2+}$ n'est pas pénalisante car la quasi totalité de cet élément est transformé en $^{12}\text{C}^+$ par échange de charge avec le gaz tampon à l'entrée du RFQ. Ces ions ne peuvent donc plus être piégés par le RFQ (voir section III.2.1) et sont éliminés. Lors du réglage et de l'optimisation de la ligne par l'équipe technique du GANIL, ce sont les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ qui sont pris comme signal de référence avec $V_{\text{HTECR}} = 9998 V$.

III.1.2.2 Noyaux de ^{19}Ne & d' ^{35}Ar

Afin de produire des ions $^{35}\text{Ar}^{1+}$, un faisceau primaire d' ^{36}Ar à $80 MeV/A$ est utilisé avec une puissance sur cible proche de $800 W$. L'ensemble cible-source utilisé est le même que celui utilisé pour la production d' $^6\text{He}^{1+}$. Le faisceau radioactif issu de SPIRAL a les caractéristiques suivantes :

- intensité maximale mesurée à l'entrée de LPCTrap : $4 \times 10^7 pps$, soit $6.5 pAe$,
- contaminant : pollution de l'ordre de $10^8 pps$ de même rapport q/m (élément non identifié jusqu'à présent).

Seule l'hypothèse du $^{35}\text{Cl}^+$ a été écartée. En effet, le $^{37}\text{Cl}^+$ n'a pas été observé (sa proportion isotopique est de 24,23%). L'identification d'un atome ayant le même rapport q/m et n'étant pas neutralisé par échange de charge dans le RFQ n'a pas abouti. Il pourrait s'agir d'une molécule stable partiellement ionisée.

La transmission de la ligne est optimisée sur de l' $^{36}\text{Ar}^+$ à $10 keV$. Le passage en $^{35}\text{Ar}^{1+}$ se fait en changeant la tension de la plateforme ECR de $10.000 keV$ à $10.285 keV$.

Un dernier faisceau intéressant disponible sur LIRAT avant le prochain "upgrade" de SPIRAL est celui de $^{19}\text{Ne}^{1+}$. Il n'a encore jamais été envoyé dans la ligne LIRAT. Par conséquent,

le risque de contamination éventuelle du faisceau n'est pas bien connu. A priori, à partir des expériences passées avec ${}^6\text{He}^{1+}$ et ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$, une contamination de l'ordre de 90% est tolérable et ne rend pas l'expérience impossible. Il est toujours possible de trouver une configuration de réglage des lignes de transport pour maximiser le rapport noyau d'intérêt sur contaminant comme c'est le cas avec ${}^6\text{He}^{1+}$ et le ${}^{12}\text{C}^{2+}$. D'après l'équipe technique s'occupant de la production, il y aurait une faible intensité de ${}^{19}\text{F}^{+}$ mais une proportion significative de ${}^{18}\text{OH}^{+}$ de l'ordre de la centaine de nA . Dans le cadre du ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$, cette proportion n'est pas connue.

Le faisceau de ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$ possède les caractéristiques suivantes :

- intensité attendue : $1.5 \times 10^8 pps$
- contaminant : probablement ${}^{18}\text{OH}^{+}$, ${}^{19}\text{F}^{+}$, ${}^{16}\text{OH}_3^{+}$

L'ensemble des caractéristiques décrites ci-dessus peuvent être résumées dans le tableau suivant (voir tab. III.1) :

Elément	Émittance ($\pi.mm.mrad$)	Intensité (pps)	Contaminants
${}^6\text{He}^{1+}$	80	1×10^8	$10^{11} pps$ de ${}^{12}\text{C}^{2+}$
${}^{19}\text{Ne}^{1+}$		1.5×10^8	probablement ${}^{18}\text{OH}^{+}$, ${}^{19}\text{F}^{+}$, ${}^{16}\text{OH}_3^{+}$
${}^{35}\text{Ar}^{1+}$		4×10^7	$2.5 \times 10^8 pps$ (élément de même rapport q/m)

Tableau III.1 – Tableau des caractéristiques des faisceaux disponibles sur LIRAT produits par SPIRAL.

III.2 Les pièges à ions

Les pièges à ions et atomes existent depuis les années 30. Pour les ions, on peut citer le piège de Penning [K⁺08, Tan10, Gho95] imaginé par F. M. Penning et conçu par H. G. Dehmelt ainsi que le piège de Paul conçu par W. Paul. La mise en œuvre de ces pièges a été récompensée par deux prix Nobel dans le domaine de la spectroscopie atomique de précision, en 1989, pour W. Paul et H.G. Dehmelt.

A la différence du piège de Penning, qui utilise à la fois un champ magnétique et un champ électrique constants, le piège de Paul utilise uniquement un champ électrique quadripolaire. Il existe deux sortes de piège de Paul, le piège linéaire bidimensionnel et le piège tridimensionnel permettant respectivement un piégeage dans 2 et 3 dimensions de l'espace. Dans le cadre de la manipulation des faisceaux radioactifs, le piège de Paul linéaire est particulièrement bien adapté.

De la même façon que les projets WITCH ou de mesures de masse à ISOLTRAP [B⁺03b, K⁺08], le dispositif LPCTrap utilise des pièges pour effectuer des mesures de précision. LPCTrap comprend deux pièges de Paul : le premier, RFQCB pour « Radio-Frequency Quadrupole Cooler Buncher », est un piège à deux dimensions pour la manipulation des ions et le second, le piège de Paul de mesure, est un piège à trois dimensions pour la mesure de $\alpha_{\beta\nu}$. Ces dispositifs sont universels, ils peuvent confiner n'importe quelle espèce à condition d'adapter l'électronique associée et les paramètres de réglage (voir section III.2.2).

Après ce bref historique, une description des principes de base inhérents aux pièges de Paul, aussi bien 2D que 3D, est présentée.

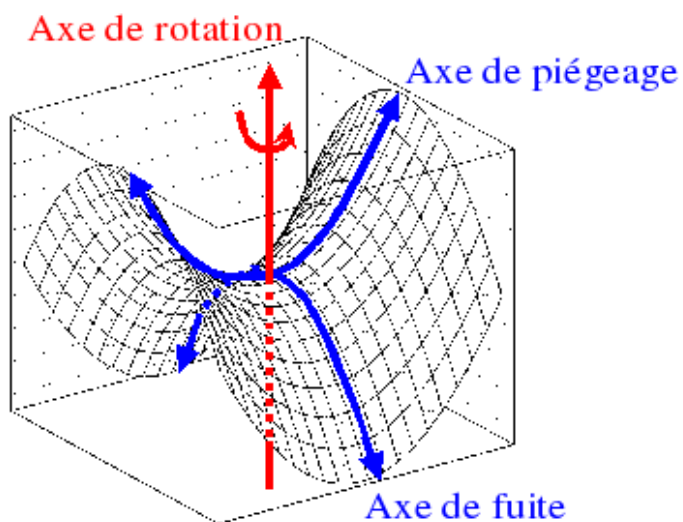


FIGURE III.2 – Représentation d'un champ de potentiel quadripolaire à deux dimensions obtenu par l'application d'un potentiel quadratique statique. L'inversion successive des axes de piégeage et de fuite permet d'obtenir un puits de potentiel effectif en 3 dimensions.

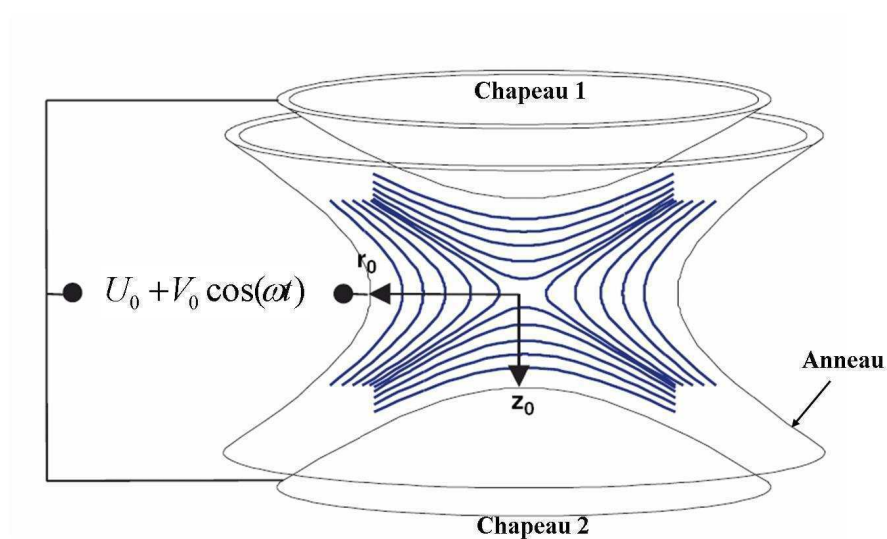


FIGURE III.3 – Vue schématique d'un piège de Paul tridimensionnel de géométrie classique ($r_O^2 = 2z_0^2$).

III.2.1 Principe de fonctionnement

D'après l'équation de Laplace (éq. III.1), il est impossible de créer un puits de potentiel statique dans toutes les directions de l'espace. En effet, l'une des dérivées partielles secondes doit obligatoirement être de signe opposé, ce qui correspond à une direction de fuite. W. Paul et son équipe imaginèrent alors un dispositif utilisant un potentiel quadripolaire dont les directions de piégeages et de fuites seraient alternativement inversées (fig. III.2). C'est pourquoi ce dispositif constitué d'électrodes (fig. III.3) permet de créer une force de rappel de nature électrique permettant de confiner des particules chargées dans une zone de l'espace plus ou moins petite (de l'ordre du mm).

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III.1})$$

Le piégeage s'obtient en utilisant une force de rappel dont l'intensité croît lorsque l'on s'éloigne du centre du piège. Dans le cas le plus simple, la force dérive d'un potentiel quadripolaire statique de la forme :

$$V(x, y, z) = V_0 \times (\lambda x^2 + \sigma y^2 + \gamma z^2) \quad (\text{III.2})$$

Ce potentiel doit être solution de l'équation de Laplace et conduit aux résultats suivants. En plus d'une solution triviale mais peu intéressante ($\lambda = \sigma = \gamma = 0$), il existe deux autres possibilités :

solution 2D (x, y) $\lambda = -\sigma = V_0$ et $\gamma = 0$ $\Leftrightarrow V(x, y) = V_0 (x^2 - y^2)$	solution 3D (x, y, z) $\lambda = \sigma = V_0$ et $\gamma = -2\sigma$ $\Leftrightarrow V(x, y, z) = V_0 (x^2 + y^2 - 2z^2)$ $\Leftrightarrow V(r, z) = V_0 (r^2 - 2z^2)$
--	---

L'axe de fuite devient alternativement axe de piégeage et inversement avec le potentiel dépendant du temps : $V(x, y, t) = U_0 - V_0 \cos(\omega t)$ où U_0 est une tension continue, V_0 l'amplitude de la tension alternative et ω la fréquence angulaire.

La solution 2D est à la base du concept de piège linéaire. Quant à la solution 3D, on impose que les axes x et y soient équivalents.

L'équation du mouvement des ions dans ce potentiel est obtenue en appliquant le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD) :

$$\frac{d^2 \xi}{d^2 \tau} + (a_\xi - 2q_\xi \cos 2\tau)\xi = 0 \quad (\text{III.3})$$

où par convention :

$$\begin{aligned} \xi &\equiv r, z \\ \tau &= \frac{\omega t}{2} \\ a_z &= -2a_r = -\frac{8NeU_0}{mr_0^2\omega^2} \\ q_z &= -2q_r = -\frac{4NeV_0}{mr_0^2\omega^2} \end{aligned}$$

avec a_ξ et q_ξ , les paramètres de Mathieu, m la masse de l'ion, r_0 le rayon interne du piège de Paul idéal et Ne est la charge de l'ion. Ceci souligne une propriété importante des pièges de Paul, la nature du mouvement des ions ne dépend pas des conditions initiales mais uniquement des paramètres de Mathieu. La solution de cette équation peut s'exprimer ainsi [W⁺59, Daw76] :

$$\xi = \alpha' \exp(\mu\tau) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \exp(2in\tau) + \alpha'' \exp(-\mu\tau) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \exp(-2in\tau) \quad (\text{III.4})$$

où :

- α' et α'' sont des constantes d'intégration dépendantes des conditions initiales (phase à l'origine, position et vitesse initiales) ;
- C_{2n} et μ , quant à elles, dépendent uniquement des paramètres de Mathieu (a_ξ et q_ξ).

Tout ion ayant le même couple (a_ξ, q_ξ), pour une orientation définie, aura la même périodicité du mouvement [Daw76]. Le diagramme (a_ξ, q_ξ) permet donc de représenter les domaines stables et instables (voir fig. III.4, dont la première zone de stabilité, représentée à droite, est celle d'intérêt). La configuration de paramètres suivants est adoptée :

$q_\xi \in [0 - 0.908]$ si $a_\xi = 0$ par exemple.

Pour un couple tension (V_{RF}) - fréquence (f_{RF}) donné, il est ainsi possible de piéger différents types d'ions. Le paramètre q_r peut s'exprimer sous cette forme :

$$q_r = |q_x| = q_y = \frac{4 \times e \times V_{RF}}{m \times r_o^2 \times \omega^2} \quad (\text{III.5})$$

$$q_r \sim \frac{0.0434 \times V_{RF}}{M \times f_{RF}^2} \quad (\text{III.6})$$

où :

e est la charge élémentaire de l'électron en C ,

$m = \frac{(M \times 10^{-3})}{Na}$ est la masse de l'espèce à piéger en kg ,

M : la masse exprimée en $u.m.a.$,

$\omega = 2\pi \times f_{RF}$ en MHz ,

V_{RF} : l'amplitude de la tension RF en V ,

$r_0 = 15 \text{ mm}$ est le rayon interne du piège.

Cette solution (voir éq. III.4) est valable pour les pièges de Paul 2D et 3D. La seule différence entre les deux cas découlent directement de la résolution de l'équation de Laplace. Les contraintes sont les suivantes :

- piège 2D : $q_x = -q_y$ et $a_x = -a_y$,
- piège 3D : $q_z = -2 q_r$ et $a_z = -2 a_r$

De la même façon que pour le piège tridimensionnel, il est possible de représenter le diagramme de stabilité à deux dimensions (voir fig. III.5).

III.2.2 Le piège de Paul transparent

Le piège de Paul utilisé sur LPCTrap a été entièrement développé et conçu au LPC au cours de la thèse de Pierre Delahaye [Del02] et couplé au reste de la ligne durant la thèse d'Alain Méry [Mé07]. Les principaux objectifs à atteindre étaient d'avoir une transparence maximale aux produits de la désintégration β qui a lieu en son centre et d'avoir une injection efficace des

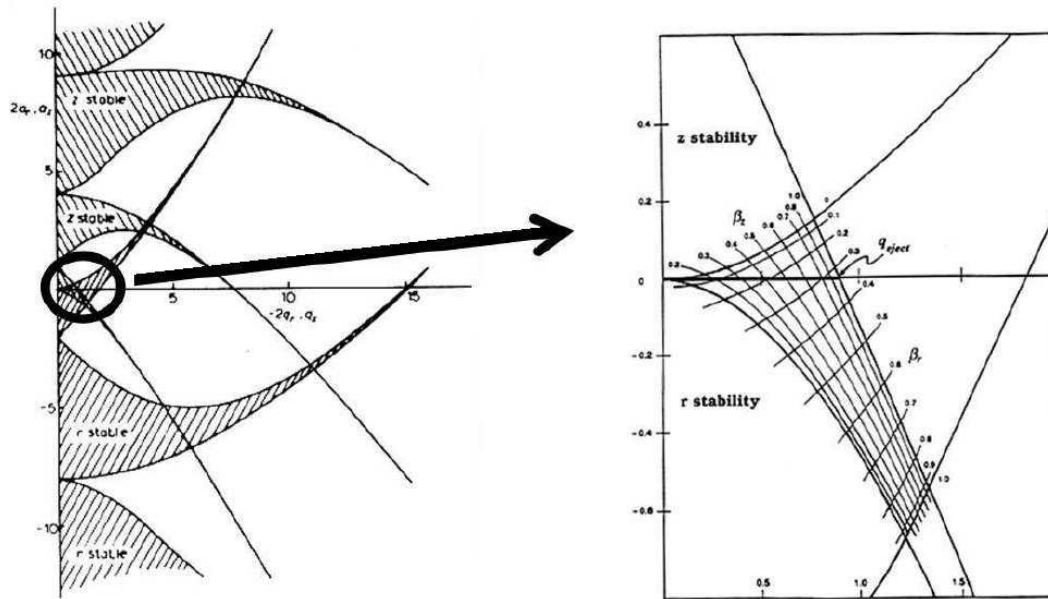


FIGURE III.4 – A gauche : diagramme global de stabilité pour le piège de Paul 3D dans l'espace ($a_z = -2 a_r$, $q_z = -2 q_r$), superposition des diagrammes de stabilité des directions r et z . A droite : la première zone de stabilité pour $a > 0$ dans le même espace.

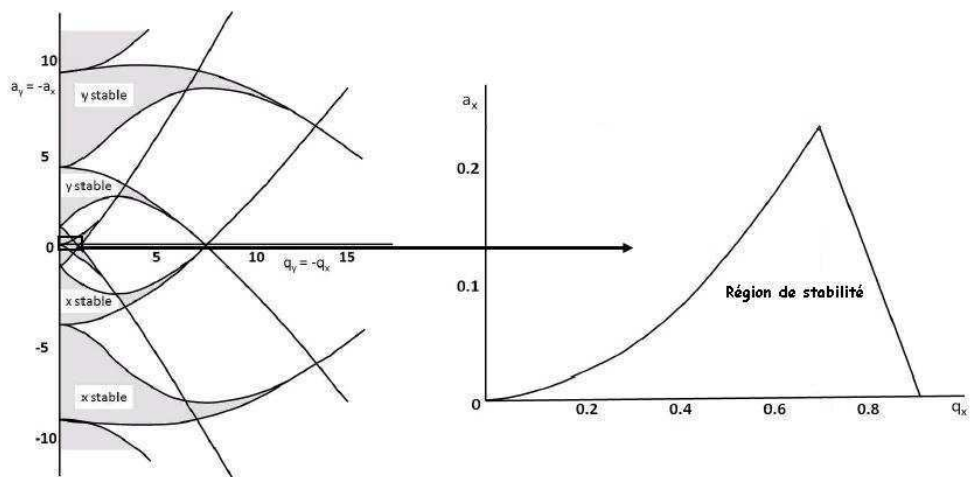


FIGURE III.5 – A gauche : diagramme de stabilité pour le piège linéaire dans l'espace (a_r, q_r). A droite : première zone de stabilité pour $a > 0$

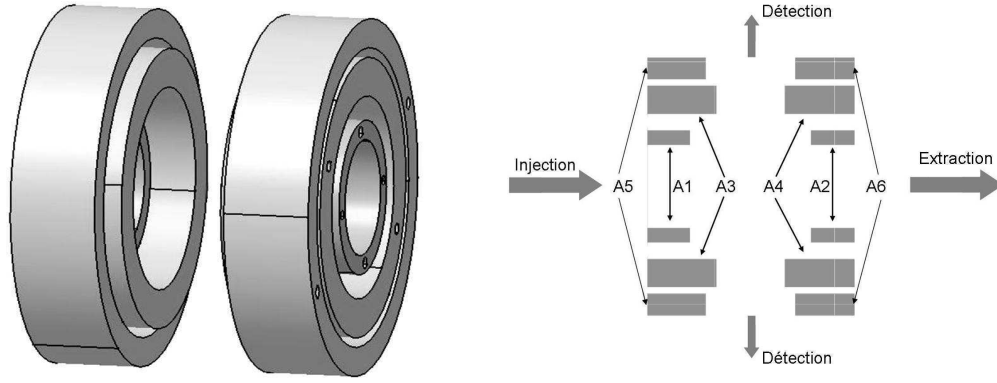


FIGURE III.6 – A gauche : vue globale de la géométrie des anneaux du piège. A droite : vue en coupe du piège avec l'identification des anneaux et une illustration symbolique du sens de fonctionnement.

paquets d'ions en son sein. C'est pourquoi la géométrie adoptée pour ce piège n'est pas celle d'un piège de Paul idéal (voir fig. III.3), mais celle illustrée à la figure III.6 qui remplit de façon satisfaisante les objectifs cités.

En effet, suite à une importante phase d'optimisation [Mé03], l'efficacité typique atteinte dans ce piège est de l'ordre de 20%. Le potentiel quadripolaire de piégeage est appliqué sur les anneaux centraux (A1 et A2) et permet de créer un champ quadripolaire au centre du piège sur une partie restreinte par rapport au piège de Paul idéal ($z_{\text{limite}} = 3.5 \text{ mm}$ et $r_{\text{limite}} = 4.3 \text{ mm}$). Un exemple de champ quadripolaire obtenu avec une telle géométrie est illustré (fig. III.7 gauche) par l'allure des équipotentielles obtenue avec le logiciel de simulation SIMION¹ avec ces paramètres :

$$\begin{aligned} V_1 &= V_2 = 100 \text{ V} \\ V_3 &= V_4 = V_5 = V_6 = 0 \text{ V} \end{aligned}$$

SIMION résout les équations du mouvement avec la méthode numérique de Runge-Kutta d'ordre 4 et permet de caractériser le mouvement des ions au sein du piège en plus du comportement du nuage (voir section V.1.3). Les anneaux 5 et 6 ne sont pas directement utilisés pour le piégeage. En leur appliquant une tension, ils permettent une correction du champ de piégeage et ainsi une augmentation du temps de piégeage. Les anneaux 3 et 4, quant à eux, sont polarisés à la masse durant le piégeage. Lors de la phase d'injection et d'extraction, ils sont polarisés à une tension précise (voir section III.7.1).

Les dimensions du piège de Paul (voir fig. III.8) permettent une injection et une extraction efficaces. Comme représenté sur la figure III.7 (droite), l'espacement entre les anneaux permet d'avoir des angles solides de détection relativement grands. Il est néanmoins limité par les anneaux intermédiaires à $\Omega \approx 33\%$ de 4π [Mé07]. En pratique, l'angle solide réellement couvert est encore plus petit dû au fait des détecteurs utilisés pour la détection des désintégrations β .

La première zone de stabilité correspond à des paramètres de Mathieu $q_z \in [0 - 0.908]$. Autrement dit, on ne peut piéger que des ions de masse m telles que :

$$q_z = -\frac{4 \times e \times V_{RF}}{m \times r_o^2 \times \omega^2} \leq 0.908 \quad (\text{III.7})$$

1. <http://simion.com/>

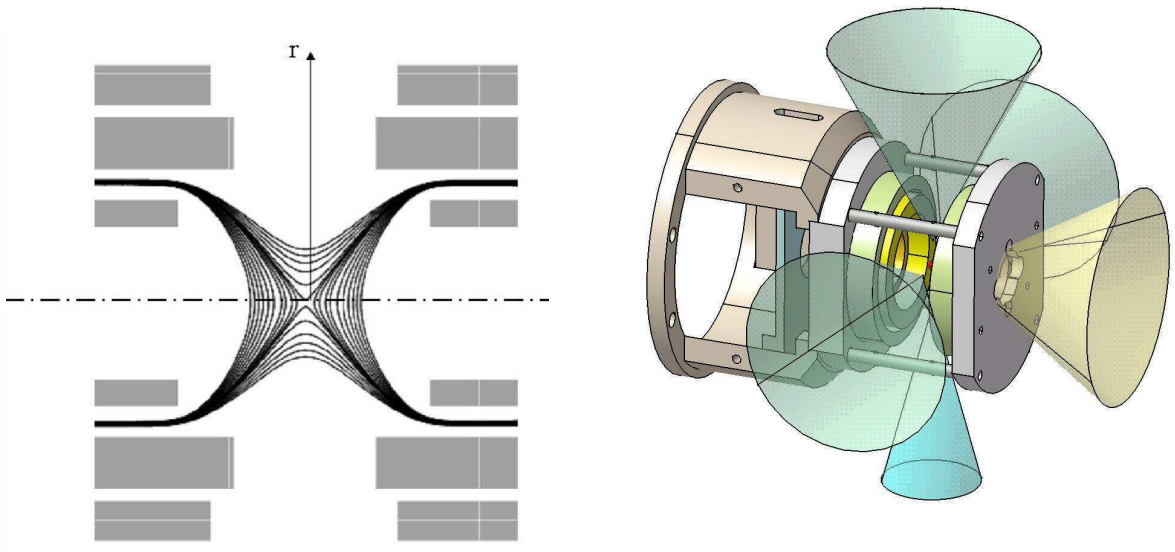


FIGURE III.7 – À gauche : allure des équipotentiels à l'intérieur du piège (SIMION®). À droite : représentation des angle solides disponibles avec le piège à anneaux.

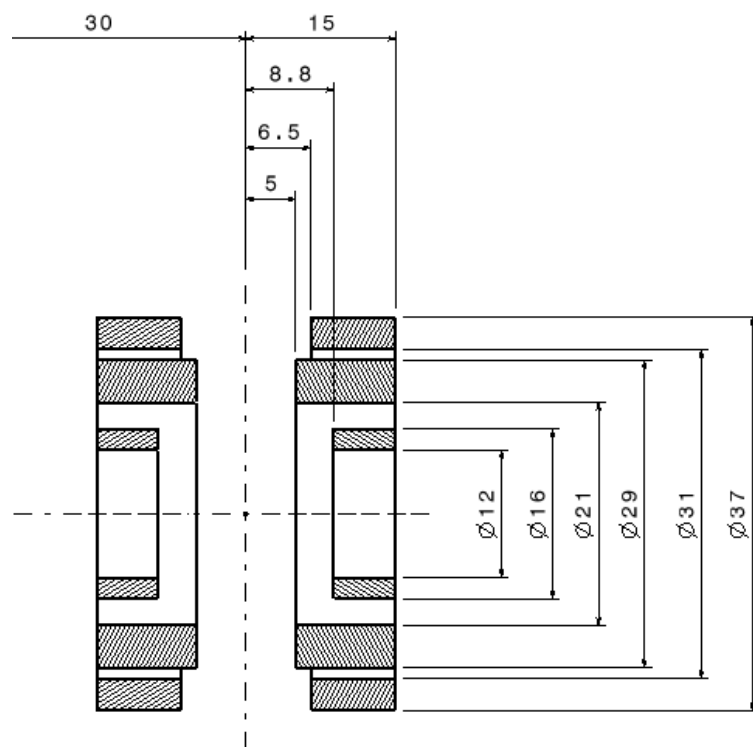


FIGURE III.8 – Dimensions en *mm* des anneaux du piège vu en coupe

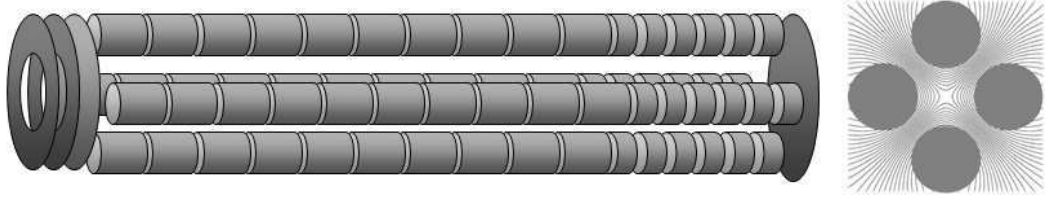


FIGURE III.9 – A gauche : géométrie du piège de Paul linéaire - les électrodes sont cylindriques et polarisées en opposition de phase ($V(t) = U_0 - V_0 \cos(\omega t)$). A droite : représentation des équipotentiels obtenues.

Pour générer le champ de piégeage, nous utilisons un générateur qui envoie des signaux carrés à un amplificateur de classe D pour la mise en forme du signal radio-fréquence tandis que l'amplitude de la RF est contrôlée par une alimentation de courant continu. Pour les trois noyaux d'intérêts, nous obtenons les paramètres suivants :

Ions	f_{RF} (MHz)	V_{RF} (V_{pp})	$q_z = -2 q_r$ sans unité
$^6\text{He}^{1+}$	1.15	120	0.66
$^{19}\text{Ne}^{1+}$	0.65		
$^{35}\text{Ar}^{1+}$	0.48		

III.2.3 Le piège de Paul linéaire

Le piège de Paul linéaire permet de confiner radialement les ions (plan xy) à condition d'alterner direction de piégeage (dans cet exemple x) et direction de fuite (y). Ainsi, les ions circuleront uniquement selon la direction longitudinale z . Plus rigoureusement, si nous appliquons les conditions aux limites :

$$V(r_0, 0) = V_0 \quad \text{et} \quad V(0, r_0) = -V_0 \quad (\text{III.8})$$

(où r_0 est le rayon interne du piège) cela conduit à la forme :

$$V(x, y) = \frac{V_0 (x^2 - y^2)}{r_0^2} \quad (\text{III.9})$$

ou si on considère le potentiel périodique dépendant du temps :

$$V(x, y, t) = \frac{(U_0 - V_0 \cos(\omega t))(x^2 - y^2)}{r_0^2} \quad (\text{III.10})$$

La géométrie de ce piège (voir fig. III.9) ne ressemble en rien au piège de Paul idéal, à savoir un anneau et deux chapeaux en forme d'hyperboloïde de révolution (voir fig. III.3). Cependant, la configuration adoptée sur LPCTrap respecte des dimensions bien précises qui permettent de reproduire, avec le plus d'exactitude, les formes hyperboloïdes des équipotentiels du champ idéal. Pour faciliter la fabrication, on utilise des électrodes cylindriques dont les dimensions sont telles que $r = 1.148 r_0$ où r est le rayon des barreaux et $2r_0$ est la distance entre celles-ci. La meilleure approximation du champ quadripolaire est obtenue avec ce paramètre.

Nous verrons à la section III.3.1 que le piège de Paul linéaire, utilisé sur LPCTrap, a pour fonction de ralentir, refroidir et regrouper les ions. Sans cet outil de mise en forme du faisceau, l'injection dans le piège de Paul de mesure serait inefficace.

III.2.4 Capacité théorique des pièges

A partir des travaux réalisés par Wuerker et al. [W⁺59] et de Dehmelt et Major [MD68], il est possible de montrer que, d'un point de vue théorique et en ne considérant que les fréquences les plus basses du mouvement, la profondeur du puit de potentiel typique s'exprime à partir de l'équation suivante :

$$D_z = -2 D_r = \frac{q_r \times V_{\text{RF}}}{8}$$

Le mouvement de l'ion peut être décrit comme la superposition de deux mouvements. Un premier mouvement dit séculaire ou macromouvement (Z) qui est l'ampleur du mouvement en moyenne sur une période du potentiel RF, et un micromouvement (δ) qui oscille plus rapidement à une fréquence proche de l'excitation radiofréquence dans une direction donnée : $z = Z + \delta$. Le modèle développé dans leurs travaux néglige l'extension du micromouvement par rapport au macromouvement ce qui est vrai lorsque $q \leq 0.4$. Il est alors possible de calculer les profondeurs des puits de pseudo-potentiels des deux pièges utilisés :

- piège 2D : $D_r \sim 11 \text{ eV}$
- piège 3D : $D_z = -2 \times D_r \sim 6 \text{ eV}$

Ces valeurs justifient pleinement le fait de devoir ralentir le faisceau avant son injection dans le piège de Paul de mesure. L'utilisation, comme nous le verrons d'un piège de Paul linéaire à gaz tampon nécessite aussi de ralentir le faisceau pour rendre les collisions avec le gaz tampon optimales.

De plus, il a été montré que pour des raisons de charge d'espace, il n'est pas possible de dépasser $\sim 3 \times 10^7 \text{ ions.cm}^{-3}$ piégés dans le cas particulier où le paramètre de Mathieu est inférieure à 0.4. La capacité maximale du RFQ a été estimée de l'ordre de 5×10^6 ions piégés par paquet [Dar04].

III.2.5 Processus de perte des ions

Il existe trois phénomènes majeurs de perte des ions :

- le chauffage radiofréquence,
- l'échange de charge,
- la charge d'espace.

Le premier est lié à la technique de refroidissement utilisée. En effet, le chauffage radiofréquence est le fait qu'un ion soit dévié de sa trajectoire stable à cause d'une collision avec le gaz tampon. Ce phénomène élastique est d'autant plus marqué que le rapport $\frac{m_{\text{ion}}}{m_{\text{gaz}}}$ est faible. Un gaz de dihydrogène est, par conséquent, utilisé dans le refroidissement des ions ${}^6\text{He}^{1+}$. En ce qui concerne l' ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ et le ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$, nous utilisons un gaz noble d'hélium.

Le second processus, l'échange de charge, est un processus inélastique au cours duquel l'ion d'intérêt est neutralisé et ne peut donc plus être piégé. C'est ici, le processus dominant de perte pour le refroidissement de l' ${}^6\text{He}^{1+}$ avec le gaz d' H_2 .

Le dernier processus, la charge d'espace, est une interaction ion-ion où les ions subissent en plus du potentiel de piégeage, le potentiel coulombien induit par leurs charges respectives : ceci a pour effet de baisser la profondeur du puit de pseudo-potentiel et conduit à des pertes.

III.3 La ligne de mise en forme du faisceau

L'objectif principal du dispositif LPCTrap est de confiner des ions dans un piège de Paul tridimensionnel. Les ions fournis par SPIRAL ont une émittance et une énergie bien trop élevée

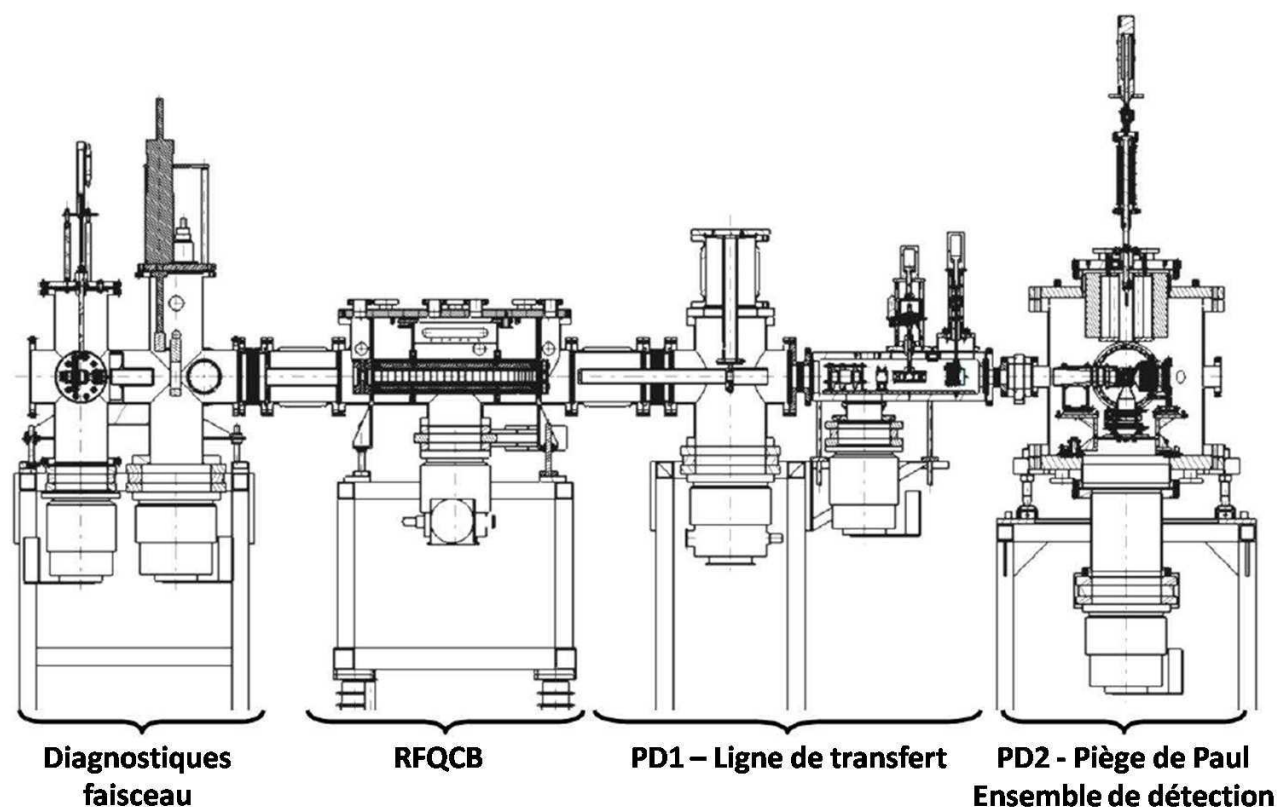


FIGURE III.10 – Schéma de la ligne de préparation du faisceau.

pour une injection directe et efficace dans ce type de piège. Dans cette partie, nous allons décrire l'ensemble de la ligne de mise en forme du faisceau fourni par le GANIL permettant ainsi une injection efficace des ions dans le piège de Paul 3D de mesure (voir fig. III.10). Cette ligne est constituée de plusieurs sections : la pièce maîtresse de cette ligne est le piège de Paul linéaire (à deux dimensions) regroupueur et à gaz tampon (RFQCB) suivi de deux cavités pulsées (Pulses Down PD1 & PD2). Elles sont, quant à elles, indispensables pour adapter l'énergie des paquets d'ions le long de la ligne de transport et juste avant l'injection dans le piège de mesure.

III.3.1 Le Quadripole Radio Fréquence Cooler Buncher (RFQ)

Pour refroidir efficacement les ions au sein du RFQ, il a été montré [ML99] que l'utilisation d'un gaz tampon adapté (voir III.2.5) était possible avec des ions ayant une énergie de l'ordre de la centaine d'eV. Refroidir les ions du faisceau revient à réduire leur espace de phase. L'utilisation d'un gaz tampon permet de thermaliser les ions par collisions. Le refroidissement est d'autant plus rapide dans le gaz que la pression est élevée dans le RFQ. Cependant, il est nécessaire d'avoir un vide poussé dans l'enceinte de détection et, d'après [B+04], lorsque la pression devient trop élevée, l'extraction des ions du RFQ est inefficace. Le bon compromis est de l'ordre de 10^{-2} mbar. Pour que les collisions soient efficaces, il faut ralentir au préalable les ions. Ainsi, le RFQ est placé sur une plateforme haute-tension portée à $V_{HT} \sim 9950$ V permettant aux ions initialement d'énergie ~ 10 keV d'atteindre une énergie cinétique résiduelle de ~ 50 eV. Pour éviter de dégrader le vide dans le reste de la ligne, les diamètres d'entrée et de sortie du RFQ sont de quelques mm. Du fait de la conservation de l'émittance, il est évident qu'une diminution brutale de l'énergie cinétique va entraîner l'augmentation de l'émittance transverse (la diminution de l'énergie longitudinale est compensée par une augmentation de l'énergie transverse)

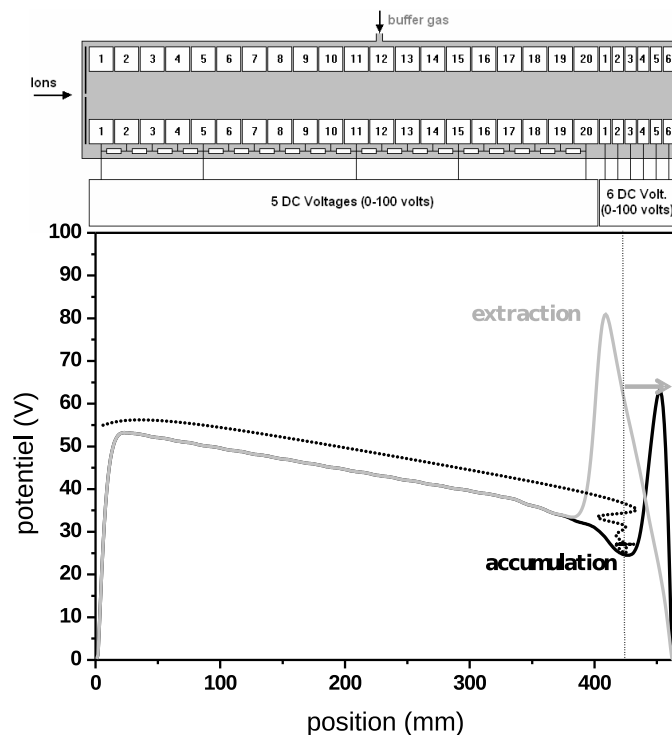


FIGURE III.11 – Allure du potentiel appliqué selon l’axe du RFQCB (z).

d’après la relation $\sqrt{E_1} \times \epsilon_1 = \sqrt{E_2} \times \epsilon_2$. Deux lentilles, Li1 et Li2, sont donc polarisées de manière à optimiser l’injection dans le RFQ [Dar04]. Elles sont placées juste à l’entrée du RFQ et sont visibles sur la figure III.9. Afin de ramener les ions sur l’axe du RFQ, un confinement radial est induit avec un champ radiofréquence créant une force de rappel.

Le dernier objectif de cet instrument est de regrouper les ions. Pour ce faire, les quatre barreaux cylindriques que constitue le RFQ sont séparés en 26 segments espacés de $300 \mu\text{m}$: 20 premiers segments de 20 mm , partie dite de « refroidissement », et 6 derniers segments plus fins (10 mm de long), partie dite d’« accumulation-extraction ». En plus du champ radiofréquence, un potentiel continu est appliqué sur ces différents segments comme le montre la figure III.11. Sur les 20 premiers segments sont appliqués des potentiels décroissants permanents de manière à guider les ions vers le puits de potentiel constitué par les potentiels des 6 derniers segments.

Pendant un temps défini de quelques dizaines à plusieurs centaines de ms, les ions sont accumulés dans un puits de potentiel puis les potentiels des derniers segments sont très rapidement (de l’ordre de la μs) basculés sur la configuration permettant l’extraction du paquet formé. L’ensemble de ces tensions est résumé dans le tableau III.2 Le passage de la configuration « ac-

V_{C1}	V_{C2}	V_{C3}	V_{C4}	V_{C5}	V_{B1}	V_{B2}	V_{B3}	V_{B4}	V_{B5}	V_{B6}
55	50	45	40	32.5	28.6	23.6	21.8	19.4	51.6	96.0
					V_{E1}	V_{E2}	V_{E3}	V_{E4}	V_{E5}	V_{E6}
					95.0	67.0	53.8	41.8	31.2	23.0

Tableau III.2 – Ensemble des tensions des segments avec les tensions d’accumulation (V_B) et d’extraction (V_E) appliquées. Elles sont données en volt (V)

cumulation » à « extraction » est déclenché par un signal logique synchronisé en temps à l'aide d'un séquenceur. Le temps de montée du signal est de l'ordre de $60ns$ et sa largeur entre 10 et $100\mu s$. Le RFQ étant placé sur une plateforme haute tension, le signal logique est transmis via une fibre optique.

III.3.1.1 Technique de production du champ RF

Un générateur de fonctions suivi d'un amplificateur de puissance permet de délivrer la tension RF de confinement au primaire d'un transformateur principal. Pour accorder la fréquence de résonance du système, une capacité de gamme $25pF - 1000pF$ est utilisée.

Le transformateur principal est composé d'une ferrite d'inductance $340nH$ dont le rapport de transformation est $m = 3/2$ (transformateur élévateur de tension car $m > 1$). Le rapport de transformation est le rapport entre le nombre de tours au secondaire sur le nombre de tours au primaire. Le système est adapté aux fréquences de piégeage des ions d'intérêt. C'est avec ce transformateur que la tension RF est appliquée sur les segments de la partie « refroidisseur ». Afin d'obtenir un déphasage de π entre les électrodes (voir III.12), le secondaire a un double enroulement. Il possède une borne de connexion supplémentaire au milieu des enroulements ou point milieu. Les potentiels continus sont répartis sur les 20 premiers segments à l'aide d'un

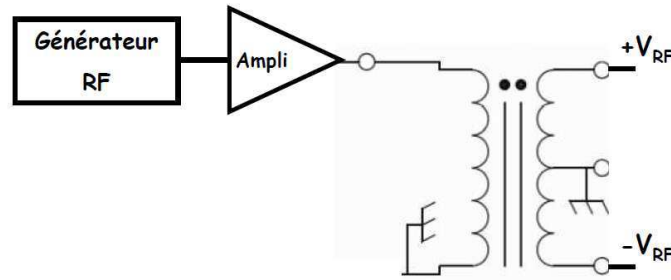


FIGURE III.12 – Illustration du déphasage de la tension RF du transformateur principal.

pont de résistance via cinq alimentations. Pour la partie dite d'accumulation-extraction, les tensions sont amenées via un couplage de type inductif. La tension RF créée par le transformateur principal est superposée à la tension continue du segment via un autre transformateur (de rapport de transformation 1). Ce schéma est répété six fois avec les tensions continues respectives des 6 derniers segments (voir fig. III.13).

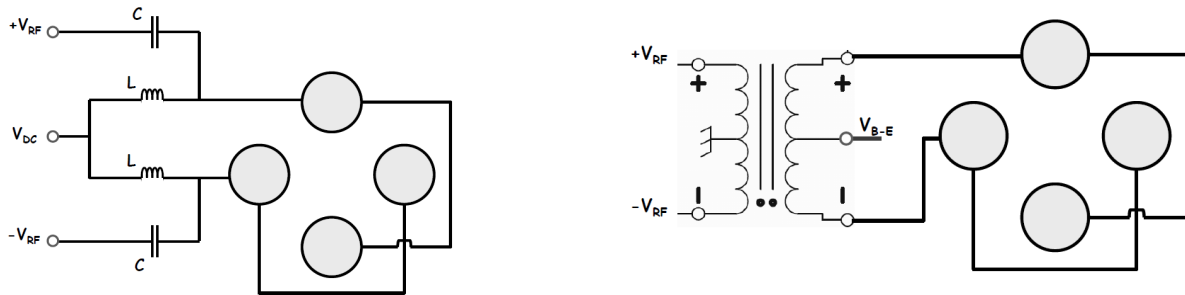


FIGURE III.13 – A gauche, schéma du couplage de la tension RF avec une tension continue appliquée sur un segment de la partie refroidissement ; à droite, schéma du couplage de la tension RF avec une tension continue appliquée sur un segment de la partie accumulation-extraction.

En plus de ${}^6\text{He}$, le GANIL peut délivrer des faisceaux radioactifs d' ${}^{35}\text{Ar}$ et de ${}^{19}\text{Ne}$ dont les caractéristiques ont été exposées au début de ce chapitre. Pour confiner ces ions dans le piège de Paul de mesure, il faut adapter l'ensemble de la ligne de mise en forme du faisceau. Les paramètres traduisant les conditions de piégeage des ions à l'aide d'un champ radiofréquence sont reliés par l'équation III.6. En utilisant une tension RF de $\sim 200\text{ V}$, nous obtenons les fréquences RF théoriques suivantes (on utilise une valeur de $q_r = 0.5$ sensiblement la même que pour ${}^6\text{He}^{1+}$ $q_r = 0.42$) :

$$\begin{aligned} f_{\text{RF}}^{\text{Ne}} &\sim 950\text{ kHz} \\ f_{\text{RF}}^{\text{Ar}} &\sim 700\text{ kHz} \end{aligned}$$

La fréquence RF utilisée pour le piégeage de ${}^6\text{He}$, est : $f_{\text{RF}}^{{}^6\text{He}} = 1880\text{kHz}$. Ainsi le circuit résonnant n'est plus du tout adapté pour le piégeage du ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$ et de ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ avec le jeu de transformateurs utilisés pour ${}^6\text{He}^{1+}$. Nous avons donc conçu et testé plusieurs transformateurs permettant d'accorder en fréquence le piège de Paul linéaire [Cou10]. Dans cette optique, une capacité de gamme 25pF – 1000pF a été introduite dans le montage permettant d'avoir un accord optimal du système résonnant (l'alimentation du champ radiofréquence présente une puissance réfléchie proche de zéro). L'efficacité en transmission du RFQ peut être testée pour plusieurs fréquences de piégeage avec le même jeu de transformateurs. Un suivi de la puissance réfléchie permet systématiquement de réaccorder le système. Dans un circuit de transmission de puissance il y a généralement un amplificateur, une ligne de transmission et un récepteur. L'amplificateur fournit la puissance tandis que le récepteur la dissipe. Le but est d'établir un circuit de telle sorte que le récepteur (ou la charge) dissipe totalement la puissance reçue de l'ampli. Pour cela, il est nécessaire que l'impédance de la charge soit égale à l'impédance de sortie de l'ampli, ce qui n'est pas toujours le cas. Lorsque l'impédance de la charge est différente de celle de l'amplificateur, la puissance fournie par celui-ci n'est pas totalement absorbée par la charge. La puissance non dissipée par la charge (puissance réfléchie) est alors retournée par la ligne de transmission vers l'amplificateur. Si cette puissance réfléchie est importante, elle peut alors selon sa valeur par rapport à la puissance transmise détériorer l'étage de sortie de l'amplificateur. Il faut donc la minimiser.

III.3.1.2 Configurations électroniques pour le piégeage de différents noyaux

Les différentes configurations de transformateurs ainsi que leurs gammes en fréquence sont présentées dans le tableau suivant :

Ions piégés	Transformateur partie « refroidissement »	Transf. partie « acc. - ext. »	fréquence (kHz)	$V_{\text{RF}}^{\text{pic-pic}}$ (V)	$P_{\text{trans}} / P_{\text{ref}}$ (W)
${}^{19}\text{Ne}^{1+}$	12/8	$6 \times \text{N}(10)$	956	~ 400	85 / 0
${}^{35}\text{Ar}^{1+}$			704		50 / 0
${}^6\text{He}^{1+}$	3/2	$6 \times \text{L}(10)$	1880		150 / 0

Tableau III.3 – Tableau des différentes configurations de transformateurs. L'appellation est historique : le transformateur principal porte le nom du rapport de transformation, les 6 autres transformateurs dont $m=1$ porte un nom générique dont le nombre d'enroulements est donné entre parenthèse

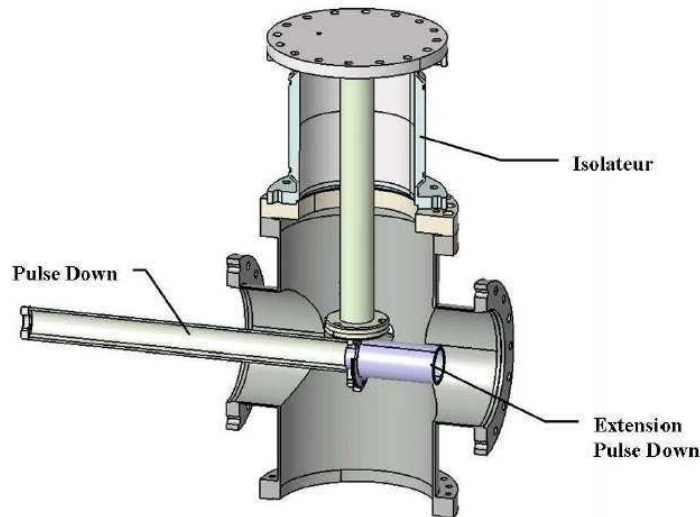


FIGURE III.14 – Vue générale du pulse-down 1. La tension est délivrée via la tige de support verticale. L'extension du pulse down a été ajoutée pour conserver la symétrie cylindrique des lignes de champs en sortie du pulse-down. Le sens du faisceau est de gauche à droite.

III.3.2 Les cavités pulsées de la ligne de transfert

Une fois le paquet d'ions formé, il faut le conduire jusqu'au piège de Paul de mesure. En sortie de RFQ, les lentilles HT_3 et HT_4 permettent d'optimiser l'éjection des paquets d'ions lorsque la cavité pulsée ne fonctionne pas et que des mesures de transmission du RFQ sont réalisées. Ces deux lentilles sont polarisées à la masse lorsque la première cavité pulsée fonctionne et si le paquet d'ions est extrait à 1 keV . Lorsqu'il est éjecté du RFQ, les ions ont pour énergie quelques eV et, une fois la plateforme haute-tension quittée, une énergie $\sim 10\text{ keV}$ si PD1 n'est pas activée. Or une telle énergie rendrait le piégeage impossible. Le rôle de la première cavité pulsée est donc d'éviter que les ions soient ré-accélérés à cette valeur. La cavité pulsée est une électrode de remise à la masse qui se présente sous forme de tube (fig. III.14).

Le principe est le suivant : au moment de l'extraction du paquet du RFQ, le tube est polarisé à $V_{PD1} \sim 9\text{ kV}$ et lorsque l'ensemble du paquet est contenu au sein de l'électrode, la polarisation est brutalement mise à 0 (temps de commutation de l'ordre de 500 ns). Du fait que le paquet d'ions est isolé au sein du tube, seule l'énergie potentielle du paquet est modifiée et devient égale à zéro. Quant à l'énergie cinétique, elle reste égale à $\sim (V_{HT} - V_{PD1})$ puisque les vecteurs vitesses sont inchangés (voir fig. III.15). Le guidage du faisceau à une énergie de l'ordre de 1 keV s'avère être le meilleur compromis entre un piégeage efficace et une bonne extraction du RFQ. En effet, il y a un effet de lentille important à l'entrée de l'électrode de pulse-down. Cet effet dépend de l'émittance des paquets d'ions et, également, de la différence de potentiel appliquée entre la sortie du RFQ et l'électrode. Il faut que cette différence soit supérieure à 800 V pour que l'extraction du RFQ soit efficace. Le tube mesure 548 mm de long, ce qui permet à un ion de masse 6 allant à 0.018 cm/ns , d'être entièrement contenu dans le tube pendant environ $2\mu\text{s}$. Ce temps est suffisant pour réduire l'énergie de l'ensemble des ions du paquet extrait du RFQ.

Au centre du piège de Paul, le potentiel d'arrêt maximal est de l'ordre de 140 V . C'est pour cette raison qu'une seconde cavité pulsée est utilisée en amont du piège. Laquelle fonctionne comme la première et permet de réduire l'énergie des paquets d'ions de 1 keV à 120 eV (commutation de 880 V à 0 V).

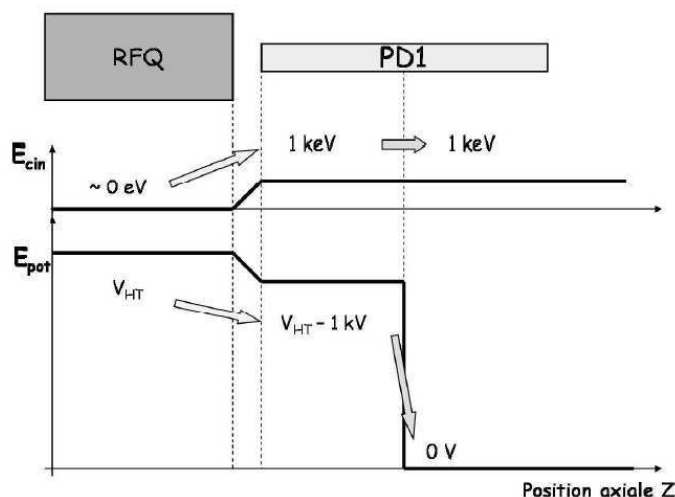


FIGURE III.15 – Principe de fonctionnement du PD1, une fois le paquet d'ions au centre de l'électrode, le potentiel est rapidement commuté à la masse

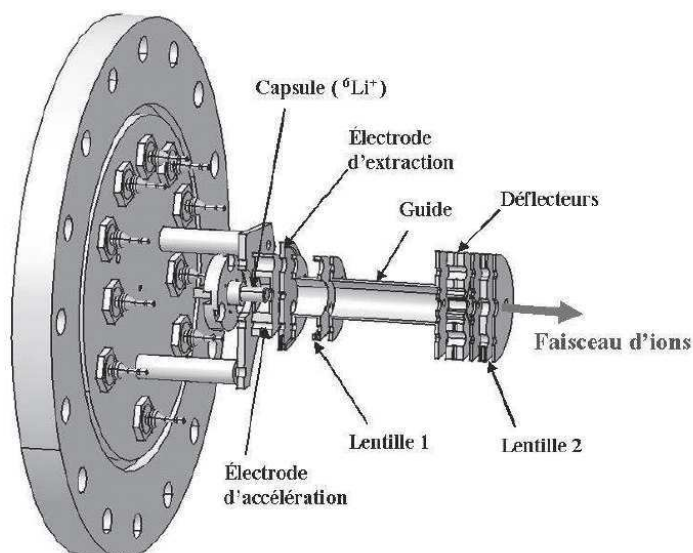


FIGURE III.16 – Illustration de la source à ionisation de surface de ${}^6\text{Li}^{1+}$.

III.4 La source d'ions hors ligne et les diagnostics faisceaux

Au préalable, l'ensemble des réglages en temps (voir III.7.2) de la ligne ont été ajustés en utilisant une source à ionisation de surface de ${}^6\text{Li}^{1+}$ à 10 keV (voir fig. III.16). Il s'agit d'une source commerciale Phrasor² qui permet d'obtenir des faisceaux d'ions mono-chargés. Un filament dans lequel circule un intense courant électrique va chauffer un composé alcalino-silicate contenant le matériau alcalin ${}^6\text{Li}$. Il s'agit en fait d'une capsule contenant un dépôt de lithium. Elle est portée à un potentiel imposé par l'électrode d'accélération qui fixe l'énergie des ions produits. En regard de cette capsule se trouve l'électrode d'extraction dont le but est de régler l'extraction des ions de la source. Ainsi, si le potentiel de cette électrode est inférieur

2. Phrasor Scientific Inc., Duarte, California www.phrasor.com

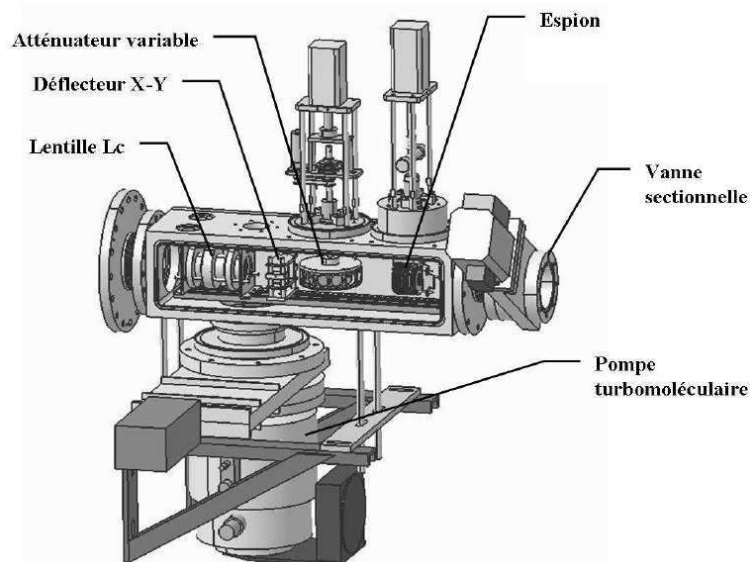


FIGURE III.17 – Illustration de la chambre d'optique et de diagnostics

à celui de l'électrode d'accélération, les ions seront injectés dans la ligne. La différence de potentiel entre ces deux électrodes détermine l'intensité du faisceau. En effet, plus la différence est grande, plus l'extraction des ions est favorisée. Un système optique, constitué de deux lentilles et d'un couple de déflecteurs, permet d'ajuster la géométrie du faisceau en sortie de la source et de l'adapter pour l'injection dans le RFQ. Cette source permet d'atteindre des intensités allant de quelques pA à plusieurs nA . La dispersion est très faible : elle est de 1 eV pour une énergie longitudinale de 1 keV . L'utilisation de cette source permet de caractériser, en termes d'efficacité de transmission, l'ensemble des différentes parties de la ligne telles que le RFQ, les cavités pulsées ainsi que le piégeage. Les résultats obtenus avec cette source seront présentés à la section IV.1.1.

Faisant partie intégrante de la ligne de transfert, il reste à décrire l'ensemble des diagnostics faisceaux. Il s'agit en particulier de la cage de faraday placée en amont du RFQ (CF14) et de la chambre d'optique et de diagnostic (COD) placée entre les deux cavités pulsées (voir fig. III.17).

Cet ensemble est composé par :

- l'« espion » qui est un détecteur escamotable constitué de galette à microcanaux (diamètre actif : 2 cm). Il a pour but de compter les ions et d'identifier par temps de vol les différentes espèces d'ions extraits du RFQ. Grâce à un système de trois grilles quasi-transparentes, une mesure de dispersion en énergie des ions peut être effectuée. La première grille est polarisée à la masse et les deux autres sont polarisées à une tension que l'on peut faire varier de manière à « scanner » l'énergie des ions incidents. Ainsi, si les ions ont suffisamment d'énergie, ils seront détectés. Sinon, ils seront repoussés. On obtient alors le spectre du nombre d'ions en fonction du potentiel appliqué aux grilles. La dispersion en énergie est déduite de la dérivée de la courbe obtenue ;
- une lentille L_c qui permet de contrôler la focalisation du faisceau pour optimiser l'injection dans la seconde cavité pulsée ;
- un couple de déflecteur X-Y pour corriger les légers défauts d'alignement de la ligne jusqu'à l'injection dans le piège,
- une « roue » d'atténuation qui permet d'avoir différentes mesures d'intensité en sortie du RFQ afin de tester ses performances sur une large gamme de courant. Effectivement,

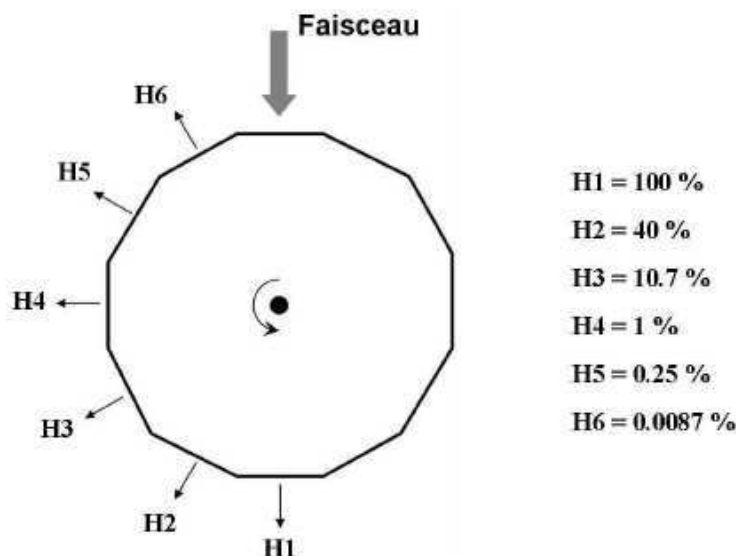


FIGURE III.18 – Représentation de l’atténuateur variable avec les différents facteurs de transmission. Le "H" de la légende correspond au H de « hamster » qui est le surnom de l’atténuateur.

il est important d’atténuer le faisceau pour faire ces mesures, d’une part, pour ne pas être gêné par le temps mort des détecteurs et, d’autre part, pour éviter de les détériorer. Ainsi, un atténuateur réglable a été développé et se présente sous la forme d’un cylindre fermé de 10cm de diamètre sur 3 cm d’épaisseur. La surface périphérique du cylindre est régulièrement trouée et chaque trou est recouvert par une ou plusieurs grilles de 10% de transmission. Comme le montre la figure III.18, un facteur d’atténuation s’étendant de 0 à 10^5 peut être utilisé.

Le dispositif LPCTrap possède également deux diodes silicium qui permettent de contrôler le taux d’ions délivré. Ainsi, une première diode placée juste à l’entrée du dispositif permet de mesurer l’intensité du faisceaux radioactifs d’ ${}^6\text{He}^{1+}$ délivré sur LIRAT à ~ 10 keV. Il s’agit d’une diode silicium carrée (de type LER Eurisys Mesures) de $45 \times 45 \text{ mm}^2$ et d’épaisseur 4 mm. Les ions radioactifs sont implantés dans la zone morte du détecteur (épaisseur 300 μm) et les β émis sont ainsi détectés sur un angle solide de l’ordre de 50% de 4π (le seuil de détection est placé à près de 200 keV) (voir fig. III.19). Une seconde diode (PIPS³) est placée au niveau de la pompe primaire sous le RFQ et donne une information sur la quantité de gaz neutralisé d’ ${}^6\text{He}^{1+}$. C’est en particulier une information prise en compte lors du réglage de la ligne LIRAT en ${}^6\text{He}^{1+}$ lorsque le rapport « radioactif / polluant » est maximisé. Elle donne également une information quantitative au cours de l’expérience : lorsque sa valeur est maximale, l’intensité dans le RFQ est optimale, lorsque sa valeur est faible, cela peut indiquer une perte de faisceau.

Lors de l’expérience de Novembre 2010, nous avons mesuré $\sim 900 \text{ coups/s}$ sur Si_1 avec un ensemble de réducteurs qui correspondent après étalonnage à un facteur 6×10^4 d’atténuation. Ce taux équivaut à $\sim 1.1 \times 10^8 \text{ pps}$ en prenant en compte le facteur géométrique. Après optimisation de la transmission dans la ligne, le taux atteint jusqu’à $\sim 2 \times 10^8 {}^6\text{He}^{1+} / \text{s}$.

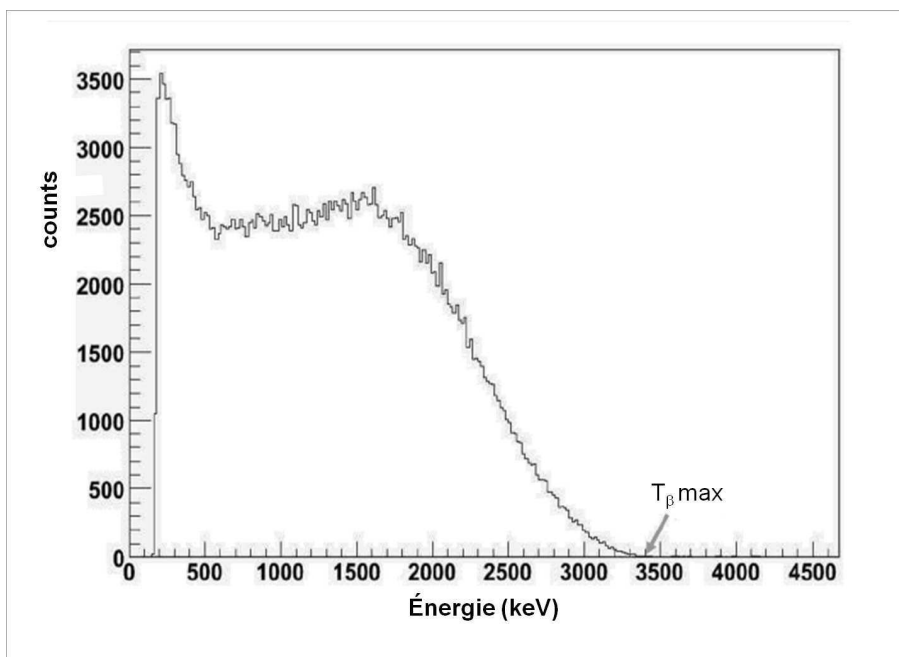


FIGURE III.19 – Spectre en énergie des β émis par les ions ${}^6\text{He}^{1+}$ implantés dans la zone morte de la diode Si1 placée à l'entrée de la ligne LPCTrap.

III.5 Les optiques d'injection dans le piège de Paul

Juste derrière le PD2 se trouve une lentille qui permet de refocaliser le paquet d'ions vers le centre du piège. Un collimateur d'ouverture 6 mm permet de ne pas piéger des ions qui seraient de toute façon perdus. Il évite que les lignes de champs du piège soient perturbées par le PD2. Cet ensemble est illustré par la figure III.20

III.6 Le détecteur d'imagerie dit « d'extraction »

Ce détecteur est placé sur l'axe du piège qui est aussi l'axe du faisceau. Il est constitué de galettes à microcanaux et il est sensible à la position (voir figure III.21). Étant identique au détecteur d'ions de recul, il sera détaillé dans la section III.8.2. Au cours des expériences, ce détecteur nous permet, à chaque éjection du paquet d'ions piégés, d'en connaître quantitativement le nombre. Il permet aussi de mesurer l'espace de phase du nuage hors-ligne [F⁺10]. Enfin, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il permet de caractériser l'ensemble des transmissions après la première cavité pulsée lors des réglages de la ligne (voir IV.1.1.1).

III.7 Fonctionnement

III.7.1 Paramètres typiques de l'ensemble de la ligne

Sont ici résumés les principaux paramètres de fonctionnement du RFQCB utilisé lors de l'expérience ${}^6\text{He}$:

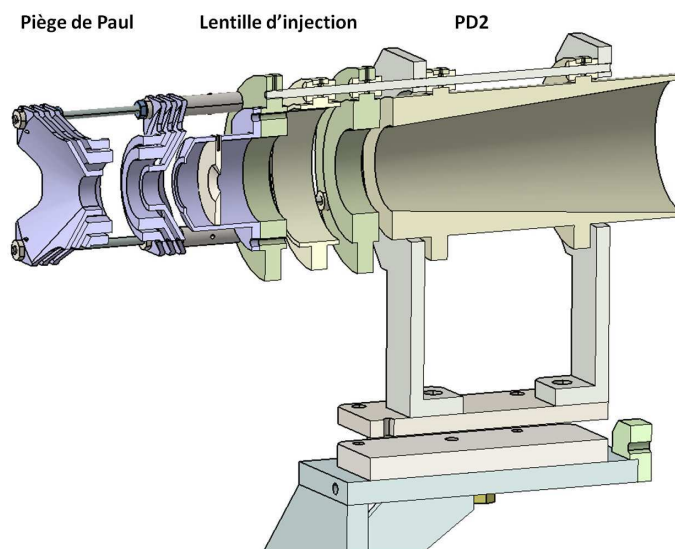


FIGURE III.20 – Système d'injection dans le piège de Paul. De droite à gauche, la cavité pulsée n° 2, le système d'injection composé d'une lentille (285 V) et d'un collimateur suivi par une coupe du piège.

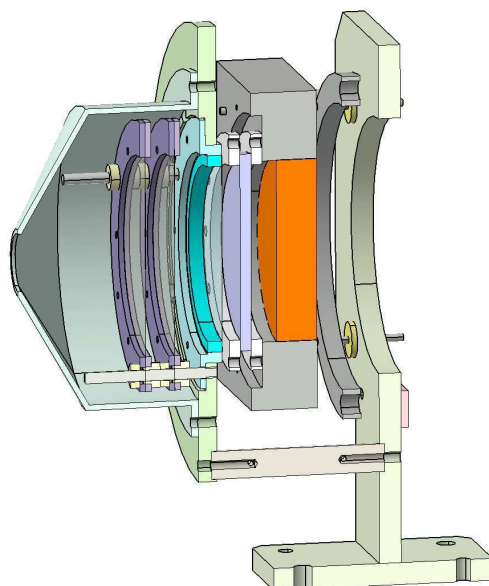


FIGURE III.21 – Détecteur d'extraction permettant de mesurer les caractéristiques du nuage d'ions piégés. Trois grilles d'atténuation sont placées devant les galettes suivies de lignes à retard.

RFQCB :

$$\begin{array}{ll}
V_{\text{Li1}} = -1000 \text{ V} & V_{\text{Li2}} = -750 \text{ V} \\
P_{\text{H}_2} = 7.7 \times 10^{-3} \text{ hPa} & V_{\text{HT}} = 9895 \text{ V} \\
V_{\text{RF}} = 410 \text{ Vpp} & f_{\text{RF}} = 1.88 \text{ MHz} \quad q_r \sim 0.41 \\
P_{\text{transmise}} = 100 \text{ W} & P_{\text{réfléchie}} = 0 \text{ W}
\end{array}$$

Dans le tableau qui suit, les temps indiqués correspondent à l'intervalle de temps entre l'éjection des ions et, respectivement, la commutation de la première cavité (T_{PD1}) et la commutation de la deuxième cavité (T_{PD2}). La durée entre deux éjections des ions du RFQ fixe la durée du cycle de mesure dans le piège.

Cavité pulsée n ° 1

$$\begin{array}{ll}
V_{\text{PD1}} = 8995 \text{ V} & T_{\text{PD1}} = 5.75 \text{ } \mu\text{s} \\
& V_{\text{Ltransfert}} = 410 \text{ V}
\end{array}$$

Cavité pulsée n ° 2

$$\begin{array}{ll}
V_{\text{PD2}} = 825 \text{ V} & T_{\text{PD2}} = 12.79 \text{ } \mu\text{s}
\end{array}$$

Piège de Paul :

$$\begin{array}{ll}
V_{\text{Lpiège}} = 270 \text{ V} & \\
P_{\text{H}_2} \sim 4 \times 10^{-6} \text{ hPa} & \\
V_{\text{RF}} = 127 \text{ Vpp} & f_{\text{RF}} = 1.15 \text{ MHz} \quad q_r = -2q_z = 0.35 \\
V_{3 \text{ inj}} = 130 \text{ V} & V_{3 \text{ ext}} = 300 \text{ V} \\
V_{4 \text{ inj}} = 300 \text{ V} & V_{4 \text{ ext}} = 0 \text{ V} \\
V_5 = 12 \text{ V} & V_6 = 12 \text{ V}
\end{array}$$

III.7.2 Paramètres de temps adoptés au cours d'un cycle de mesure

Les temps durant un cycle associé aux injections et extractions dans le piège sont pris par rapport au signal d'extraction du paquet d'ions du RFQ. Le cycle de mesure utilisé par LPCTrap est représenté fig. III.22 [R⁺06]. On y retrouve :

- t_1 , l'intervalle de temps entre l'extraction d'un paquet d'ions et la première cavité pulsée,
- t_2 , l'intervalle de temps entre les deux cavités pulsées,
- t_3 , le START du démarrage de la tension RF dans le piège,
- t_4, t_5 , les temps entre PD2 et l'application des tensions d'injection sur A3 et A4,
- t_6 , la durée pendant laquelle la tension RF est appliquée sur le piège (à la fin de ce temps sont appliquées les tensions d'extraction sur A3 et A4),
- t_7 , le stop de la tension RF,
- t_8 , la durée pendant laquelle la tension RF sera stoppée.

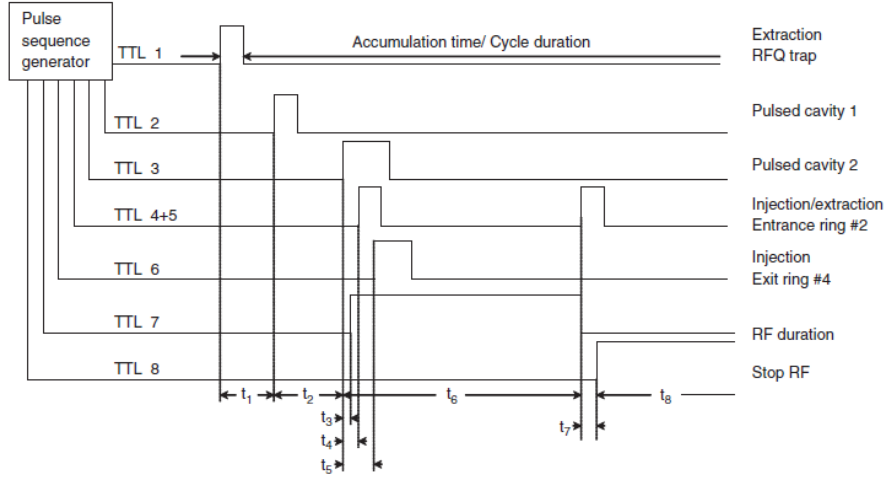


FIGURE III.22 – Diagramme du cycle de mesure issu du séquenceur de LPCTrap

Voici quelques temps caractéristiques utilisées lors de l'expérience ${}^6\text{He}^{1+}$ de 2010 (D = durée) :

$$\begin{array}{lll}
 T_{\text{PD1}} = 6.0 \mu\text{s} & T_{\text{PD2}} = 11.5 \mu\text{s} & T_{\text{inj/A3}} = 6.0 \mu\text{s} \\
 D_{\text{inj/A3}} = 9.9945 \mu\text{s} & T_{\text{inj/A4}} = 6.1 \mu\text{s} & D_{\text{inj/A4}} = 9.99 \mu\text{s} \\
 T_{\text{ext/A3}} = 0.82 \mu\text{s} & D_{\text{ext/A3}} = 9.99 \mu\text{s} & T_{\text{piégeage}} = 4.75 \mu\text{s} \\
 D_{\text{piégeage}} = 150 \text{ ms} & &
 \end{array}$$

Remarque : La référence en temps de $T_{\text{ext/A3}}$ est la mise en route de la RF.

III.8 Le système de détection adopté pour la mesure de $a_{\beta\nu}$

Le piège permettant d'avoir une source très localisée spatialement et quasiment au repos, est placé au centre de la chambre dans un vide poussé entouré par les détecteurs d'ions de recul, d'électrons et d'imagerie. Le détecteur d'imagerie est placé sur l'axe du faisceau, les détecteurs d'ions et d'électrons sont placés en vis-à-vis, de part et d'autre du centre du piège (voir figure III.23). Rappelons que cette géométrie ("back-to-back") a été adoptée car l'ion de recul et l'électron sont émis préférentiellement à 180° l'un de l'autre dans le cadre d'une interaction exotique et dans une transition Gamow-teller pure (voir fig. I.4). Cette géométrie va donc favoriser statistiquement les événements correspondant à un couplage tensoriel (voir fig. II.10).

La distribution des événements dans un plan cinématique formé par l'énergie cinétique de l'électron T_β et le temps de vol t de l'ion de recul s'exprime de la façon suivante ($b = 0$) :

$$N(T_\beta, t) dT_\beta dt = C' \times F(Z, E_\beta) (p_\nu \times E_\beta + \frac{a_{\beta\nu}}{2}(p_r^2(t) - p_\beta^2 - p_\nu^2)) p_r^3(t) dT_\beta dt \quad (\text{III.11})$$

où rappelons que :

- t est le temps de vol de l'ion de recul entre la source et le détecteur ($t = m_{\text{ion}} \times d_{\text{S-D}}/p_r$) où $d_{\text{S-D}}$ est la distance entre la source (nuage d'ions piégés) et le détecteur,
- C' une constante,
- $F(Z, E_\beta)$ est la fonction coulombienne de Fermi.

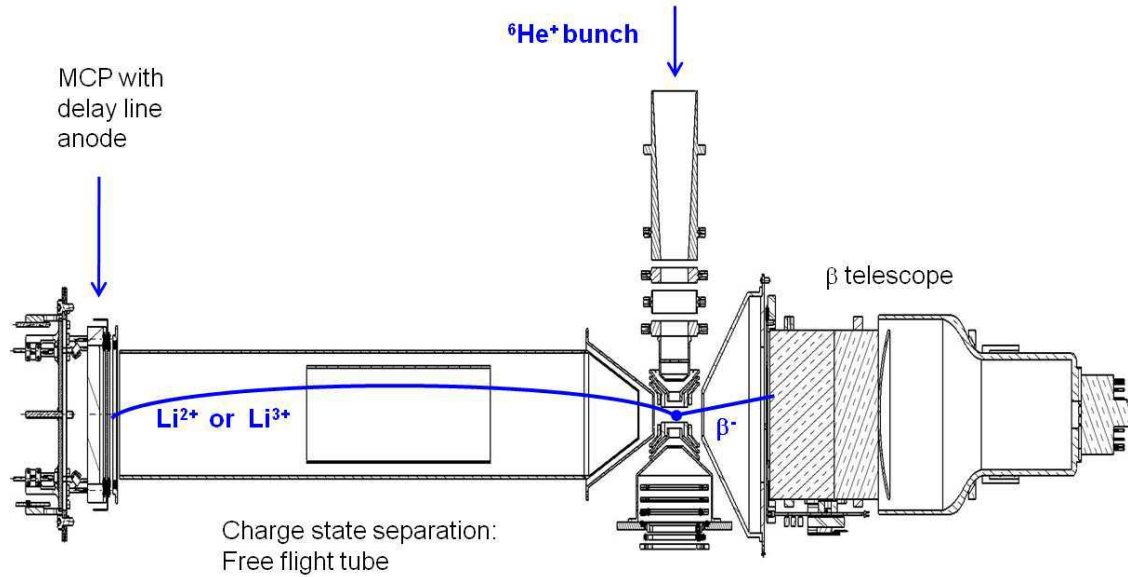


FIGURE III.23 – Schéma du système de détection.

Pour chaque événement, le système de détection fournit l'énergie du β , T_β , les positions respectives de l'ion et de l'électron ainsi que le temps de vol entre de ces derniers. De plus, l'utilisation d'un piège de Paul permet d'avoir une localisation spatiale très fine de la source de décroissance quasiment au repos. La détermination de l'énergie des ions de recul se fait aisément via la mesure du temps de vol de celui-ci. La détection de l'électron donne le START de l'acquisition du spectre en temps de vol de l'ion dont le STOP est donné par sa détection. Devant chaque détecteur se trouve un collimateur qui permet de limiter le bruit de fond issu de déclenchements de l'acquisition dus à la désintégration de gaz ${}^6\text{He}$ neutralisé, des diffusions ou de la détection de fausses coïncidences par exemple. En effet, l'ouverture angulaire des collimateurs est telle que les désintégrations provenant du centre du piège sont favorisées en terme de détection. Le spectromètre d'ions de recul est la partie qui a été modifiée par rapport aux expériences précédentes pour permettre de séparer les différents états de charge de l'ion de recul et d'accéder aux différentes probabilités de shakeoff.

III.8.1 Le télescope β

Ce détecteur n'est pas directement placé dans l'enceinte à vide de piégeage. Du fait de ses multiples composants électroniques, il détériorerait beaucoup trop le vide. Il est donc séparé du reste de l'enceinte par une feuille de mylar aluminisée de $1.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur assurant l'étanchéité sans pour autant perturber la trajectoire des particules β et limitant leur perte d'énergie ($P_{\text{enceinte}} \approx 5 \times 10^{-8}\ \text{mbar}$ et $P_{\text{det}-\beta} \approx 2 \times 10^{-3}\ \text{mbar}$). Ce détecteur d'électrons est constitué de deux étages (voir fig. III.24) : un silicium mince à pistes et un plastique scintillateur couplé à un photomultiplicateur d'où l'appellation « télescope ». Le détecteur silicium est un détecteur plan de chez CANBERRA⁴ composé de 60 pistes verticales et 60 pistes horizontales (1mm de largeur) permettant de localiser la position du passage de l'électron. Ces deux faces correspondent respectivement aux côtés jonction (J) et ohmique (Ω) du silicium. En voici quelques caractéristiques :

4. www.canberra.com

- Dimensions : $60\text{ mm} \times 60\text{ mm}$
- Épaisseur : $300\text{ }\mu\text{m}$
- Résolution en position : 1 mm imposée par la largeur des pistes
- Résistivité : $15.9\text{ k}\Omega$
- Tension de polarisation : 30 V

Au passage d'un électron, des paires électrons-trous ($E_{\text{création paire électron-trou}} = 3.6\text{ eV}$) sont créées dans la zone déplétée. Sous l'influence du champ électrique qui règne entre les deux faces, les paires vont se séparer puis rejoindre le côté ohmique (respectivement jonction) pour les électrons (respectivement trous). Les 60 pistes de chaque face sont connectées à une puce (VA-rich) montée sur le détecteur (voir fig. III.24) qui contient un préamplificateur, une mise en forme et un multiplexeur qui permet de transporter vers le système d'acquisition les 60 signaux d'une face sur un seul câble, ce qui prend environ $50\text{ }\mu\text{s}$. Le signal résultant est envoyé vers un ADC standard VME (module CAEN V550) où il est dé-multiplexé et codé (un spectre en énergie est créé pour chaque piste). Deux ADC travaillent en parallèle, donc le temps mort total de l'acquisition est, en considérant $4\text{ }\mu\text{s}/\text{paramètre}$, de l'ordre de $240\text{ }\mu\text{s}$ ($2 * 60\text{ pistes}$) lors du traitement d'un événement. A chaque fois qu'un signal est détecté dans le scintillateur plastique, le séquençage pour la conversion des signaux est déclenché. Par conséquent, si une piste est touchée, les 59 autres sont lues également. Si on considère une distribution uniforme des événements sur la surface du détecteur, une piste est alors touchée en moyenne 1 fois sur 60. Le piédestal du spectre en énergie de chaque piste aura une intégrale environ 60 fois plus élevée que l'ensemble des signaux physiques. Le bruit inhérent au silicium est élevé, il faut utiliser une tension de polarisation de 30 V pour maximiser le rapport signal/bruit. En pratique, une étude du piédestal permet de fixer au mieux le seuil.

Le scintillateur de type BC400 est suffisamment épais (voir fig. III.25) pour arrêter les électrons. En voici quelques caractéristiques :

- Résolution en temps : $\sigma_t \sim 200\text{ ps}$
- Résolution en énergie : $\Delta E/E \sim 10\text{ }\%$ pour des électrons de 1 MeV

Le photomultiplicateur (PM) qui est couplé au plastique scintillateur à l'aide d'un guide de lumière, est un modèle XP4952B de Photonis⁵. La charge du PM est codée via un QDC et nous donne accès à l'énergie de la particule. Le signal rapide du PM est le « trigger » général de l'acquisition et marque le START de l'acquisition du spectre en temps de vol de l'ion de recul. C'est également une référence dans le cycle en cours mais aussi pour connaître la phase radiofréquence du champ de piégeage permettant un meilleur contrôle des effets systématiques. En effet, à chaque début de cycle une rampe ($0 - 10\text{ V}$) est initialisée. A chaque détection d'un β , la valeur de la rampe est convertie par un ADC VXI. De même, un signal relatif à la phase RF est convertie par un TDC (voir section IV.10).

Voici quelques caractéristiques concernant le tube PM (données constructeur) :

- Nombre d'étages de multiplication électronique : 8
- Tension typique d'utilisation : 1500 V
- Tension limite d'utilisation : 2300 V
- Gain à 1500 V : 5×10^5
- Temps de montée : 2.5 ns
- Durée à mi-hauteur : 3.8 ns

5. www.photonis.com

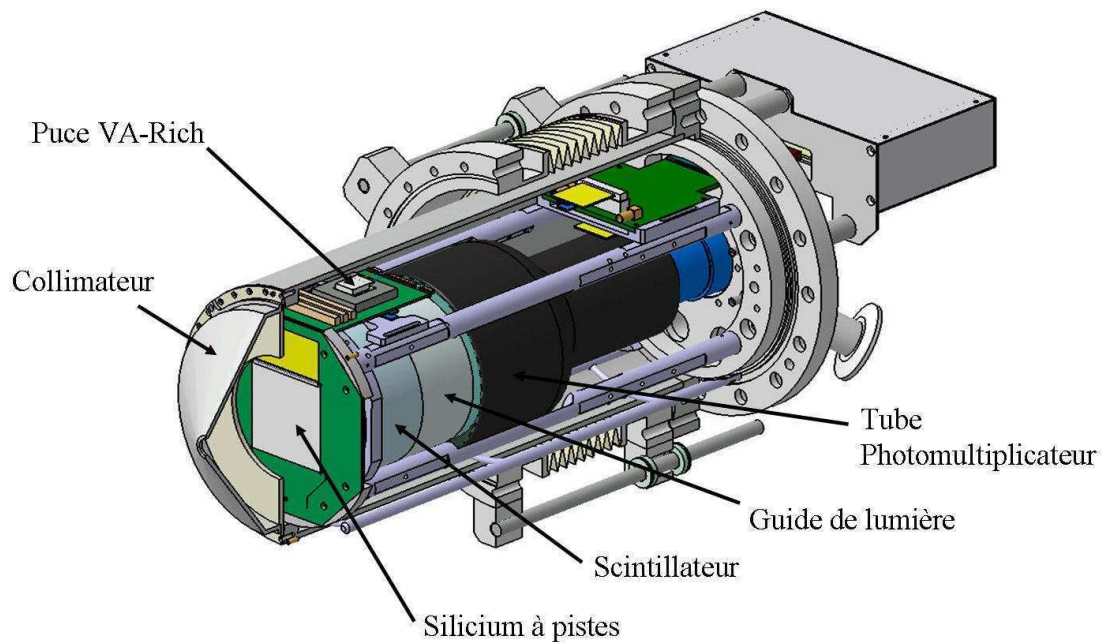


FIGURE III.24 – Le télescope β et sa structure. La découpe effectuée permet de distinguer les deux étages constituant le détecteur : le silicium à pistes et ses puces électroniques pour traiter les 120 signaux, suivi du scintillateur plastique couplé au tube photomultiplicateur.

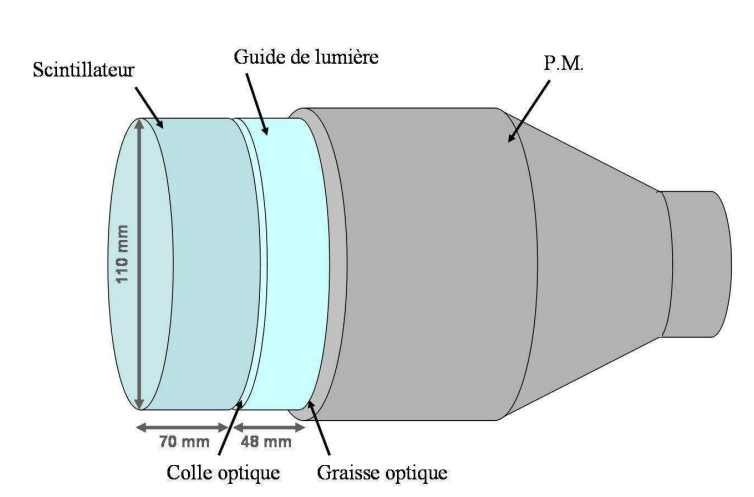


FIGURE III.25 – Schéma montrant la partie scintillateur du télescope β et ses dimensions globales

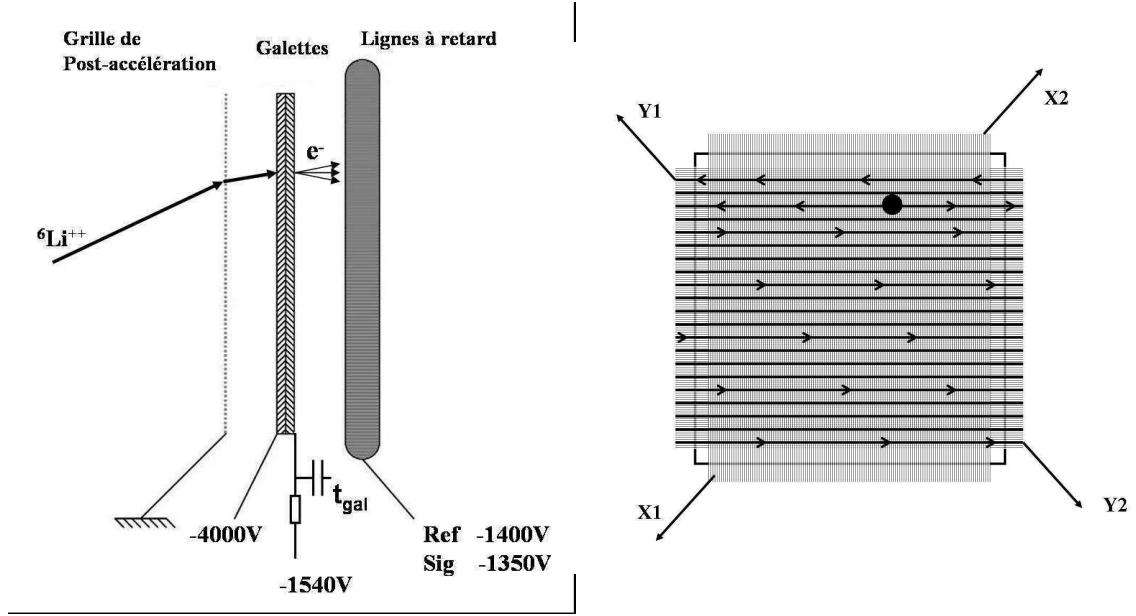


FIGURE III.26 – Schéma de polarisation des galettes et des lignes à retard. À gauche : vue de côté de l'ensemble du détecteur. Le choix des tensions est expliqué dans [L⁺05]. À droite : vue de face des lignes à retard. Chaque signal arrivant aux extrémités des deux anodes (X1, X2, Y1 et Y2) est traité de façon identique [Mé07].

- Temps de transit : 47 ns

Une mesure de la résolution temporelle du signal de ~ 100 ps avait été faite pendant la thèse d'A. Méry [Mé07]. La mesure a été réalisée avec une source de ${}^{22}\text{Na}$ dont l'énergie maximale du front Compton est 1062 keV. Cette résolution n'est valable que sur cette gamme en énergie (0 – 1062 keV). Elle a été réalisée en mesurant la gamme en temps décrite par le signal logique de sortie du CFD⁶.

III.8.2 Le détecteur d'ions de recul

Le choix du type de détecteur a reposé sur les conditions suivantes :

- Il faut un signal rapide pour obtenir le « STOP » de l'acquisition du spectre de temps de vol par rapport au signal donné par le télescope β ,
- le détecteur doit être sensible à des ions de très basse énergie ; dans le cas de l' ${}^6\text{He}^{1+}$, par exemple, $T_{R\max} = 1.4$ keV

Un ensemble de galettes à microcanaux montées en chevrons a été totalement caractérisé pour répondre à ces contraintes [L⁺05]. L'énergie de l'ion est obtenue via son temps de vol : le START est donné par le signal du plastique venant du β relativiste, le STOP (t_{gal}), quant à lui, est fourni par le signal de la détection de l'ion par les galettes (temps de montée de l'ordre de la ns). Afin d'avoir un maximum de contrôle sur les effets systématiques, ce détecteur est rendu sensible à la position par l'utilisation de lignes à retard illustrées par la figure III.26 de droite. Ce détecteur possède deux enroulements perpendiculaires pour chaque direction (x, y). Plus particulièrement, chaque ligne à retard est composée de deux fils. Comme on peut le voir sur la figure III.26 de gauche, chacun des fils est polarisé, le fil appelé signal (Sig) a une tension plus grande de 50 V que le fil appelé référence (Ref). Ainsi, les électrons issus des galettes iront

6. Constant Fraction Discriminator

préférentiellement sur le fil « Sig ». Le fil « Réf » ne collectera que le bruit électromagnétique. Ce bruit sera bien évidemment collecté également sur le fil « Sig ». A l'aide d'un transformateur radiofréquence, le signal dû aux ions sera obtenu par soustraction des signaux Sig et Ref. Finalement, un signal est collecté à chaque extrémité des lignes à retard : t_{X_1} , t_{X_2} , t_{Y_1} , t_{Y_2} , le signal galette t_{gal} (pris en face arrière) étant le signal de référence. Les quatre signaux « anodes » vont donc permettre de remonter au lieu d'impact de l'ion. En effet, le temps de propagation le long de chaque anode est proportionnel à la distance parcourue par le signal pour atteindre chacune des extrémités du fil :

$$r \equiv x, y \quad (\text{III.12})$$

$$t_{r_1} - t_{r_2} \propto r_1 - r_2 \quad (\text{III.13})$$

$$r_1 - r_2 = r_{rel} \quad (\text{III.14})$$

où (x_{rel}, y_{rel}) sont les coordonnées de la position de l'ion par rapport au centre de la galette. La seule différence entre t_u ($u \equiv x_1, x_2, y_1, y_2$) et U ($U \equiv X_1, X_2, Y_1, Y_2$) de la figure III.26 est la prise en compte du temps de référence t_{gal} ($X_1 = t_{x_1} + t_{gal}$). Lors du calcul de la position relative, la soustraction annule ce terme. De la même façon, la somme des temps doit toujours être la même puisqu'elle correspond à la propagation du signal sur la longueur totale de la ligne à retard :

$$t_{tot} = t_{r_1} + t_{r_2} \quad (\text{III.15})$$

$$t_{tot} = 320 \text{ ns} \quad (\text{III.16})$$

ce qui permet de valider ou de rejeter un événement.

L'ensemble des galettes à microcanaux suivies des lignes à retard est fourni par la compagnie Roentdek⁷. Les galettes ont les caractéristiques suivantes :

- Données constructeurs :
 - Diamètre extérieur : 86.6 mm
 - Diamètre actif : 83 mm
 - Épaisseur : 1.5 mm
 - Diamètre des canaux : 25 μm
 - Espacement des canaux : 32 μm
 - Angle des canaux : $7^\circ \pm 2^\circ$
 - Pression de travail recommandée : $< 2 \times 10^{-6} \text{ mbar}$
 - Gain minimum (2 galettes) : 10^7
- Mesures [L⁺05] :
 - Résolution en position : $110 \pm 26 \mu m$
 - Efficacité totale de détection : $52.3 \pm 0.3\%$
 - Résolution en temps : $< 200 \text{ ps}$

Ainsi, pour chaque événement en coïncidence détecté, l'acquisition permet d'enregistrer les quatre signaux d'anodes ainsi que la charge collectée en face arrière des galettes. Rappelons que le signal récolté en face arrière de la galette joue le rôle de « START » pour le codage des 4

7. <http://www.roentdek.com>

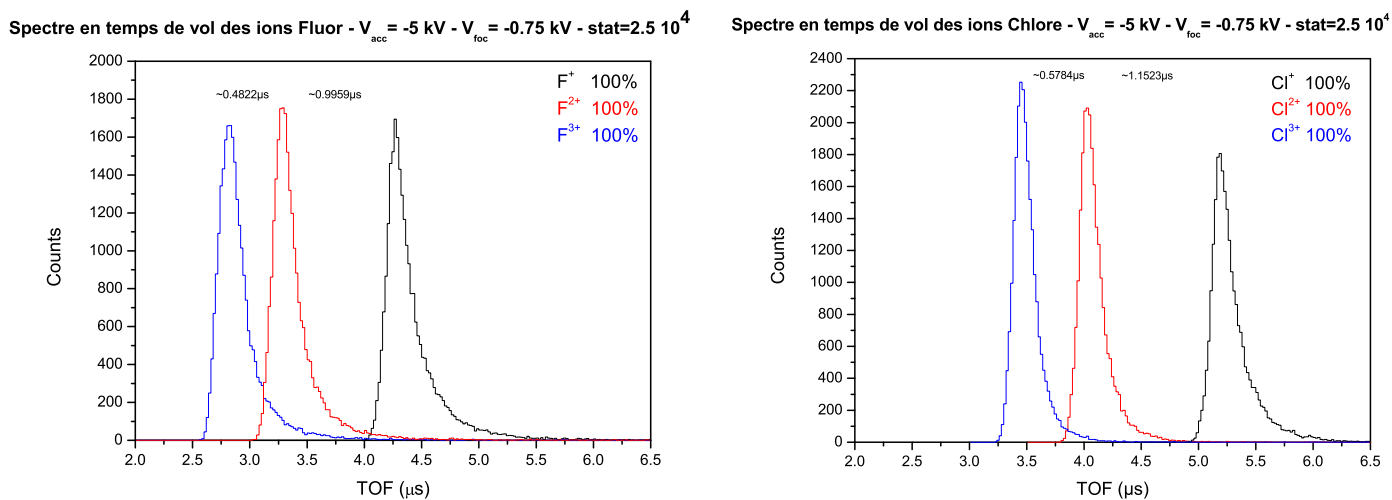


FIGURE III.27 – A gauche, spectre en temps de vol simulé pour la désintégration β du ^{19}Ne . A droite, pour l' ^{35}Ar . Les potentiels appliqués aux électrodes ainsi que les pourcentages de collection des ions en bout de tube sont indiquées ainsi que les temps de séparation entre chacun des fronts de montée de chaque pic (mesurés à mi-hauteur).

temps de propagation le long des lignes à retards qui fourniront la position de l'ion sur la surface des galettes. Enfin, la charge de ce signal est codée par un QDC pour contrôler (en ligne et/ou lors de l'analyse) le bon fonctionnement de la galette. On vérifiera notamment l'homogénéité de sa réponse en fonction de la position [Vel11]. Afin que l'efficacité de ce détecteur ne soit pas dépendante de l'énergie initiale des ions, une grille de 90% de transmission est placée à la masse 6 mm avant la première galette polarisée à -4 kV ce qui permet de créer une zone de post-accelération. Cette zone permet également de rendre les trajectoires des ions perpendiculaires à la surface de la galette et d'éviter une perte éventuelle de gains selon l'angle d'incidence.

III.8.3 Le dispositif de mesure du shakeoff

Les campagnes de mesures s'étalant de 2005 à 2008 ont toutes été réalisées avec un dispositif de détection des ions de recul insensible à l'état de charge de ceux-ci. La mesure de $a_{\beta\nu}$ étant une mesure de précision, le traitement minutieux des effets systématiques est indispensable. Par conséquent, le phénomène de shake-off qui a un effet faible pour l' $^6He^{1+}$ [F+11], serait pour des noyaux comme le ^{19}Ne ou l' ^{35}Ar beaucoup trop grand pour extraire une valeur précise de $a_{\beta\nu}$. De plus ces ions décroissent par émission β^+ et, dans ce cas, l'état de charge le plus probable est nul. Une bonne détection des éléments de recul ne peut se faire que s'il y a au moins une ionisation par shake-off. Le dispositif de détection des ions de recul a donc été modifié afin de le rendre sensible à l'état de charge et une expérience a eu lieu en octobre 2010. En plus d'avoir mesuré les probabilités de shakeoff avec une très bonne précision [C+12], cette expérience a permis d'accumuler une statistique suffisante pour mesurer précisément $a_{\beta\nu}$ (1.2×10^6 « bons événements »). Le succès de l'expérience $^6He^{1+}$ a permis d'obtenir de nouvelles périodes de faisceau avec les ions $^{35}Ar^{1+}$ et $^{19}Ne^{1+}$ délivrés sur LIRAT afin de mesurer $a_{\beta\nu}$, mais aussi les probabilités de shakeoff pour tester des modèles théoriques de physique atomique plus sophistiqués.

La simulation de ce spectromètre d'ions de recul a été menée avec le logiciel SIMION⁸. Celui-

8. <http://simion.com/>

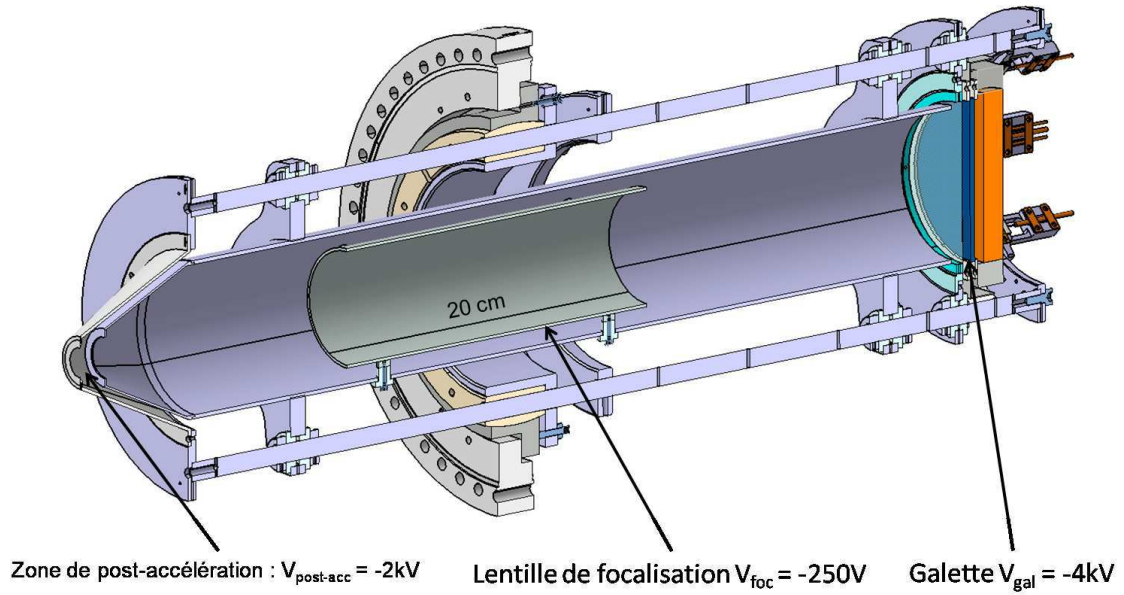


FIGURE III.28 – Spectromètre d’ions de recul : on peut distinguer l’électrode d’accélération ($L_{acc} = 56.5$ cm) ainsi que celle de focalisation ($L_{foc} = 20$ cm) contenue dans le tube polarisé à la masse. Le tube fait 60cm de long et l’électrode d’accélération a un diamètre intérieur d’environ 8cm.

ci permet la définition de la géométrie de l’ensemble et le calcul des différents champs électriques présents suivant différentes valeurs de potentiels appliquées aux électrodes du spectromètre. Les principaux objectifs étaient de définir une géométrie dont les dimensions seraient raisonnables pour l’adaptation sur LPCTrap, une bonne séparation en temps de vol des différents états de charge, une collection maximale sur le détecteur (voir fig. III.27) et une efficacité de détection qui ne soit pas dépendante de la charge. La meilleure configuration géométrique obtenue en termes de performance et de faisabilité est illustrée par la figure III.28. Les ions de recul sont ici post-accélérés par une différence de potentiel de 2 kV entre deux grilles transparentes (90% de transmission) montées à l’entrée des collimateurs. Une zone de vol libre de 50 cm, portée au potentiel d’accélération de -2 kV, permet ensuite la séparation en charge par temps de vol. A partir des simulations, il s’est avéré nécessaire d’utiliser une électrode interne de focalisation pour une collection maximale des ions sur le détecteur. Notons que le premier collimateur polarisé à la masse stoppe les lignes de champs radiofréquence du piégeage. Elles ne perturberont donc pas la propagation des ions dans le tube. Parallèlement, les lignes de champs issues du spectromètre ne perturberont pas le champ de piégeage des ions.

III.8.4 Le système d’acquisition

L’ensemble des observables enregistrées au cours de l’expérience sont les suivantes :

Signaux liés à l’ion de recul

- le signal de temps de la galette $t_{galette}$;
- la charge déposée dans les microcanaux de la galette récoltée en face arrière : Q_{MCP} .
- la position de l’ion de recul via les temps de propagation des signaux le long des lignes à retard de la galette : $T_{x1}, T_{x2}, T_{y1}, T_{y2}$;

Signaux liés à l’électron

- la perte d’énergie de l’électron dans les pistes du silicium soit $V_{Si}[120]$: amplitudes des signaux de chacune des pistes du Silicium à pistes ;

- l'énergie déposée dans le scintillateur soit la charge codée pour l'ensemble (scintillateur+PM) : Q_{scint} .

Signaux liés à l'étude des effets systématiques :

- T_{cycle} : marquage en temps de l'instant de décroissance dans le cycle de mesure (à chaque début de cycle une rampe (0 – 10 V) est initialisée);
- T_{RF} : phase RF à l'instant de la décroissance.

Pour reconstruire la cinématique, seules les observables de temps de vol ($ToF = t_{\text{gal}} - t_{\beta}$) et de positions (électron et RI) sont nécessaires. Le reste des observables permet un contrôle supplémentaire des données et un traitement des effets systématiques

En ce qui concerne les modules de conversion des signaux, nous utilisons :

- deux QDC pour coder les charges du plastique scintillateur et des galettes à microcanaux,
- un TDC⁹ pour le temps de vol de l'ion de recul par rapport au β ,
- un TDC pour reconstruire la position de l'ion de recul (signaux des lignes à retard),
- un ADC pour mesurer le temps dans le cycle,
- un TDC pour connaître la valeur de la phase RF lors de la décroissance.

L'ensemble des signaux (exceptés ceux issus du silicium) sont convertis par des modules VXI (XDC_3214) développés par le GANIL¹⁰ et permettent un traitement en mode asynchrone (toute voie déclenchée est validée par le trigger, si son point de validation est compris dans la porte de validation). Le « trigger » de l'acquisition (plastique β) est envoyé dans un GMT (« Grand Master Trigger ») qui ouvre la porte de validation de durée variable suivant le noyau étudié. Cette porte correspond au temps maximal autorisé pour la détection d'un ion de recul. Le point de validation des modules VXI QDC_gal et TDC_TOF sont retardés ce qui permet de disposer d'événements à temps "négatifs" (temps antérieurs à l'instant zéro du temps de vol). Ces temps correspondent à des coïncidences fortuites permettant leur soustraction aisément sur l'ensemble des données enregistrées. Seuls les signaux relatifs aux pistes du silicium sont convertis par un module synchrone VME adapté au multiplexage des signaux.

9. Time to Digital Converter

10. <http://wiki.ganil.fr/gap/wiki/Documentation/VXI/listeModuleVXI>

Chapitre IV

Les expériences au GANIL

IV.1 L'expérience ${}^6\text{He}^{1+}$ de novembre 2010

L'objectif initial de l'expérience ${}^6\text{He}^{1+}$, menée pendant quatre jours au GANIL en 2010, était de mesurer la probabilité d'ionisation par shakeoff du ${}^6\text{Li}^{2+}$. C'est la première fois que ce processus était mesuré après une désintégration d'ions 1^+ radioactifs piégés.

Lors de cette expérience, les intensités de faisceaux obtenues à l'entrée du dispositif LPCTrap étaient de 10 nA de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ pour 30 pA de ${}^6\text{He}^{1+}$ ($\sim 2 \times 10^8$ pps). Cette grande quantité de carbone aurait pu poser un problème de charge d'espace dans le dispositif de préparation du faisceau pour le piégeage. Il s'est avéré finalement qu'elle n'a pas de conséquence majeure sur la transmission dans la ligne. Un réglage optimal de la ligne de guidage et des fentes de sortie du dipôle ICD1 permet quand même de diminuer l'intensité de carbone $I({}^{12}\text{C}^{2+})$ d'un facteur 20 tout en limitant les pertes en ${}^6\text{He}^{1+}$ à 30%. Avec ces réglages, la contamination en ions ${}^{12}\text{C}^{2+}$ finalement injectés dans le piège de Paul ne représente que quelques pourcents.

La réussite de cette expérience a mis en évidence la faisabilité d'une mesure de grande précision de $\alpha_{\beta\nu}$ dans la désintégration d'ions lourds tels que l' ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ et le ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$. En effet, lors de la désintégration de l' ${}^6\text{He}^{1+}$, il n'y a, pour l'ion de recul, que deux états de charge possibles. Dans le cas de la désintégration de l' ${}^{35}\text{Ar}^{1+}$ ou du ${}^{19}\text{Ne}^{1+}$, il est certain qu'il y en a bien plus. Rappelons que les ions sont préalablement confinés au sein d'un piège de Paul dans lequel les désintégrations β sont étudiées. La perturbation de l'ion de recul par le champ de piégeage dépendra de son état de charge. La valeur de $\alpha_{\beta\nu}$ étant extraite du spectre de temps de vol de l'ion de recul issu de la désintégration, la non-séparation des distributions de temps de vol de chaque état de charge induirait une erreur trop grande sur la détermination de $\alpha_{\beta\nu}$. C'est pourquoi il est indispensable de connaître les différentes probabilités d'ionisation par shakeoff de ces ions lourds. Le cas de l' ${}^6\text{He}^{1+}$ est idéal car c'est un système avec un seul électron lié (voir section 1.3). Dans le cas de noyaux plus lourds, les modèles théoriques sont plus difficiles à élaborer et à vérifier par l'expérience. Par exemple, des processus d'émissions secondaires sont à prendre en compte comme l'émission Auger.

Enfin, il s'est avéré que la statistique accumulée était suffisante pour obtenir une précision de l'ordre de 0.5% sur la mesure de $\alpha_{\beta\nu}$ ce qui a permis de retrouver l'objectif de l'expérience de 2008. Celle-ci n'avait finalement pas pu être exploitée en raison d'un dysfonctionnement du détecteur d'ions de recul [Vel11].

IV.1.1 Performances et réglages de la ligne LPCTrap

L'utilisation d'une source d'ions hors ligne de ${}^6\text{Li}^{1+}$ présente l'intérêt d'être proche du comportement attendu avec de l' ${}^6\text{He}^{1+}$. Seul le temps de vie des ions dans le piège varie de façon

remarquable entre ces deux types d'ions puisque l'échange de charge est plus important avec ${}^6\text{He}^{1+}$. L'optimisation du dispositif a donc été menée pendant plusieurs années avec cette source permettant ainsi d'obtenir des configurations de réglages optimales et n'ayant pas besoin de varier beaucoup selon que l'on piège de ${}^6\text{He}^{1+}$ ou du ${}^6\text{Li}^{1+}$. Un bilan des efficacités et des transmissions du dispositif est présenté dans la section suivante. Les réglages sont évidemment réitérés avant chaque expérience pour vérifier le bon fonctionnement de LPCTrap.

IV.1.1.1 Bilan des efficacités de transmission obtenues

La source d'ions hors ligne est réglée telle que les ions soient injectés dans la ligne avec une énergie de 10 keV qui correspond à l'énergie du faisceau radioactif délivré par le GANIL. Une cage de Faraday (autre que CF14) entre la source et l'entrée du RFQ permet de mesurer l'intensité de la source et de la régler autour de la centaine de pA. L'intensité est ajustée en jouant sur la tension d'extraction.

Afin de mesurer la transmission du RFQ, l'atténuateur variable est réglé sur la position 4 (H4) soit une atténuation de 10^2 (1% de transmission). Ce dispositif joue le rôle de cage de Faraday qui permet d'obtenir le courant en sortie du RFQ. La transmission est donnée par la formule :

$$\epsilon_{\text{RFQ}} = \frac{I_{\text{H4}}^{\text{sans PD1}} \times 100}{I_{\text{source}}} \quad (\text{IV.1})$$

Afin de connaître l'efficacité de la première cavité pulsée PD1, il suffit de la mettre en marche et de mesurer à nouveau le courant avec l'atténuateur réglé sur H4 :

$$\epsilon_{\text{PD1}} = \frac{I_{\text{H4}}^{\text{avec PD1}}}{I_{\text{H4}}^{\text{sans PD1}}} \quad (\text{IV.2})$$

Ensuite, il est possible d'obtenir la transmission de la ligne. Il s'agit du rapport entre ce qui est sorti du PD1 et ce qui sort après la seconde cavité pulsée celle-ci n'étant pas active et ne servant que de lentille pour optimiser la transmission.

Les courants mesurés sur H5 (juste après PD1) et sur l'atténuateur placé devant le détecteur d'extraction permettent de déduire l'efficacité de transmission. H5 et les atténuateurs ont approximativement la même valeur de transmission. Effectivement, H5 a pour coefficient de transmission 0.25 % et l'atténuateur placé devant le détecteur d'extraction : 7 % \times 4.5 % soit 0.31 %.

$$\epsilon_{\text{ligne}} = \frac{I_{\text{att}}^{\text{ext}}}{I_{\text{H5}}^{\text{PD1}}} \quad (\text{IV.3})$$

où :

- ϵ_{ligne} est l'efficacité de transmission entre le PD1 et le PD2,
- $I_{\text{att}}^{\text{ext}}$ est l'intensité mesurée sur l'atténuateur placé devant le détecteur d'extraction,
- $I_{\text{H5}}^{\text{PD1}}$ est l'intensité mesurée sur l'atténuateur variable après PD1 dans la chambre d'optique et de diagnostic.

L'avant dernière étape consiste à mesurer la transmission quand la deuxième cavité pulsée fonctionne. Dans ce cas, c'est essentiellement le détecteur d'imagerie du nuage (détecteur extraction) qui est utilisé. Il permet d'obtenir un nombre de coups/s mesuré à l'oscilloscope. A l'aide d'une interface Labview, cette intensité va être séquencée sur un temps suffisamment long pour obtenir une valeur moyenne de cette dernière. C'est finalement un nombre de coups par acquisition qui est mesuré en entrée et en sortie et à partir desquels l'efficacité de transmission va être déduite :

$$\epsilon_{\text{PD2}} = \frac{I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2 on}}}{I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2 off}}} \quad (\text{IV.4})$$

où :

- $I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2 on}}$ est l'intensité mesurée sur le détecteur d'extraction lorsque PD2 fonctionne,
- $I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2 off}}$ est l'intensité mesurée sur le détecteur d'extraction lorsque PD2 est utilisée en lentille (l'énergie des ions reste inchangée).

Ensuite, le confinement des paquets d'ions dans le piège de Paul est activé. Le temps du cycle de piégeage est imposé par le temps utilisé dans le RFQCB pour former les paquets. Une fois le temps de piégeage écoulé, une tension d'extraction est appliquée sur l'anneau 3 (voir fig. III.6) et le nombre d'ions piégés peut être évalué sur le détecteur d'extraction. L'efficacité de piégeage est évaluée par l'équation :

$$\epsilon_{\text{piégeage}} = \frac{I_{\text{hits/acq}}^{\text{piégeage}}}{I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2}}} \quad (\text{IV.5})$$

où :

- $I_{\text{hits/acq}}^{\text{piégeage}}$ est l'intensité mesurée sur le détecteur d'extraction après extraction du nuage d'ions piégés,
- $I_{\text{hits/acq}}^{\text{PD2}}$ est l'intensité mesurée sur le détecteur d'extraction après que le paquet d'ions ait eu son énergie réduite à près de 100 eV.

Le tableau IV.1 résume les transmissions typiques obtenues avec la source d'ions hors ligne de lithium à 10 keV. Ces transmissions permettent, pour les ions considérés (${}^6\text{He}^{1+}$), d'accumuler suffisamment de données pendant un temps raisonnable de l'ordre de la semaine.

Durée du cycle (<i>ms</i>)	ϵ_{RFQ}	ϵ_{PD1}	ϵ_{ligne}	ϵ_{PD2}	$\epsilon_{\text{piégeage}}$	ϵ_{tot}
8 <i>ms</i>	8-15%	65-75%	35%	130%	10-20%	0.5%
80 <i>ms</i>	<10%	60-70%	35%	130%	10-20%	0.35%
200 <i>ms</i>	/	/	/	/	/	0.01%

Tableau IV.1 – Efficacités de transmission typique obtenues avec la source d'ions hors ligne de ${}^6\text{Li}^{1+}$ à 10 keV dans les différentes parties de LPCTrap pour trois valeurs différentes de cycle de piégeage.

Les efficacités obtenues dépendent, en fait, de la durée du cycle choisie. Il est possible d'établir que la transmission du RFQ est liée à la durée du cycle. En effet, si nous négligeons le temps de vie des ions, l'évolution du nombre d'ions piégés dans le RFQ au cours du temps est :

$$\frac{dN(t)}{dt} = I_{\text{incident}} - \lambda_{\text{RFQ}} \times N(t) \quad (\text{IV.6})$$

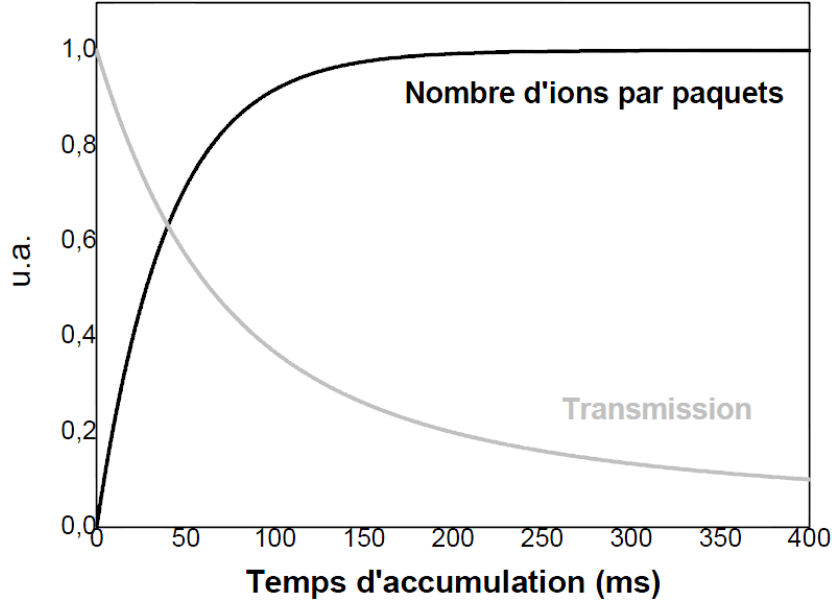


FIGURE IV.1 – Evolution du nombre d'ions par paquets et de la transmission du RFQ en fonction de la durée d'accumulation. Le temps de vie des ions a été fixé à $\tau_{RFQ} = 40 \text{ ms}$ [M⁺07b].

où λ_{RFQ} est un coefficient qui caractérise les pertes dans le RFQ (hypothèse : pas de saturation due à la charge d'espace). La solution de l'équation est :

$$N(t) = \frac{I_{incident}}{\lambda_{RFQ}} \times [1 - \exp(-\lambda_{RFQ}t)] \quad (IV.7)$$

La transmission du RFQ est donc égale à :

$$\eta = \frac{I_{extraits}}{I_{incidents}} = \frac{N(T_{cycle})}{T_{cycle} \times I_{incidents}} \quad (IV.8)$$

ou encore

$$\eta = \frac{1 - \exp(-\lambda_{RFQ}T_{cycle})}{\lambda_{RFQ}T_{cycle}} \quad (IV.9)$$

où :

- η est la transmission du RFQ pour une durée T_{cycle} : temps pendant lequel les ions sont accumulés dans le RFQ avant extraction,
- $I_{incidents}$ est le nombre d'ions incidents par unité de temps soit l'intensité du faisceau effectivement rentrée dans le RFQ,
- $I_{extraits}$ est le nombre d'ions extraits par unité de temps.

Deux choses sont remarquables (voir figure IV.1) :

- Au bout d'une certaine durée d'accumulation, le nombre d'ions piégés par paquets atteint une saturation,
- la transmission du RFQ décroît exponentiellement.

Tant que la saturation du RFQ n'est pas atteinte (capacité de l'ordre de 5×10^6 [Dar04]), il sera préférable de travailler avec de grandes durées de cycle. Le nombre moyen d'ions piégés sera effectivement plus grand. De même, s'il est souhaitable d'avoir une période du cycle sans

piégeage dédiée à la mesure du bruit de fond, il faut être capable d'obtenir des temps de vie dans le RFQ suffisamment longs. Il faut prendre en compte, en plus de ces différents facteurs, celui du temps de refroidissement dans le piège de mesure. Dans le cadre de l'expérience ${}^6\text{He}^{1+}$, afin que les ions soient thermalisés en ~ 30 ms [D⁺08], du gaz de H_2 est injecté à basse pression¹ ($\sim 10^{-5}$ mbar) dans l'enceinte du piège. Finalement, lors de l'expérience, les ions seront accumulés pendant un cycle de 200 ms.

IV.1.1.2 Paramètres optimisés de la ligne

Ici sont résumés les paramètres de fonctionnement des principaux éléments de la ligne, définis pour l' ${}^6\text{He}^{1+}$.

RFQCB :	$V_{\text{Li1}} = -1000$ V	
	$V_{\text{Li2}} = -750$ V	$P_{\text{H}_2} \sim 7.7 \cdot 10^{-3}$ hPa
	$V_{\text{HT}} = 9920$ V	$V_{\text{RF}} \sim 410$ Vpp
	$V_{\text{Ls}} = 0$ V	$f_{\text{RF}} = 1.88$ MHz
	Transformateurs : 3/2 et 6 L(10)	
Cavité pulsée n° 1 :	$V_{\text{Lc}} = 410$ V	$T_{\text{PD1}} = 6.0$ μs
	Durée du cycle : 200 ms	
	$V_{\text{PD1}} = 8981$ V	
Cavité pulsée n° 2 :	$V_{\text{PD2}} = 818$ V	$T_{\text{PD2}} = 11.5$ μs
	$V_{\text{Lp}} = 270$ V	
Piège transparent :	$V_{\text{3inj}} = 130$ V	$T_{\text{3inj}} = 6.10$ μs
	$V_{\text{4inj}} = 300$ V	$T_{\text{4inj}} = 6.0$ μs
	$V_{\text{12RF}} = 127$ Vpp	
	$f_{\text{12RF}} = 1.15$ Mhz	$T_{\text{12RF}} = 4.75$ μs
	$V_5 = V_6 = 12$ V	
	$V_{\text{3extract}} = 300$ V	
	$P_{\text{H}_2} \sim 4.0 \times 10^{-6}$ hPa	

L_S , L_c et L_p sont des lentilles qui permettent d'optimiser la transmission. L_S se trouve en sortie du RFQCB, L_c se trouve entre PD1 et PD2, L_p se trouve à l'entrée du piège.

IV.1.2 Propriétés du nuage

Un paramètre important à prendre en compte et à mesurer est le temps de refroidissement des ions au sein du piège. Ce refroidissement est réalisé grâce à une suite de collisions des ions sur des molécules de gaz de la même façon qu'au sein du RFQ. Pour s'en rendre compte, il suffit d'observer la variation de la RMS (Root Mean Square²) des distributions en temps de vol, après extraction du piège, mesuré sur le détecteur d'imagerie. Plus la RMS est petite, plus le nuage est « froid ». De même, le temps de vie des ions est une observable importante pour connaître les caractéristiques du nuage à l'équilibre. Des simulations les plus réalistes possibles ont été entreprises au cours des thèses de Pierre Delahaye et de Guillaume Darius [Del02, Dar04] en utilisant un potentiel d'interaction entre les ions et la molécule de gaz en

1. pour ne pas faire déclencher de manière excessive le détecteur d'ions de recul

2. $x_{\text{RMS}}^2 = \bar{x}^2 + \sigma_x^2$ où \bar{x} est la moyenne arithmétique, σ_x est l'écart type.

interaction : $V(r) = B/r^n + C_6/r^6 + C_4/r^4$ où, C_6 et C_4 sont des constantes dépendant de la nature des molécules du gaz et r est la distance entre l'ion et la molécule du gaz pour décrire l'effet du refroidissement par le gaz tampon. Ces simulations ont été effectuées avec le logiciel SIMION permettant d'inclure la géométrie exacte du piège et le champ radiofréquence de piégeage.

IV.1.2.1 Les phases de refroidissement et d'évaporation : temps de vie des ions au sein du piège

Pour déduire la valeur de $a_{\beta\nu}$ et des probabilités de shakeoff, les données expérimentales sont comparées à des données simulées. Celles-ci l'ont été avec un nuage d'ions à l'équilibre. Il faut donc n'utiliser que les données expérimentales obtenues dans les mêmes conditions. Il a été démontré que la durée de cette phase de thermalisation est inversement proportionnelle à la pression de gaz injecté dans le piège. Par exemple, $\tau = 12.9 \text{ ms}$ pour une pression de $6 \times 10^{-6} \text{ mbar}$ [Mé07]. Il est évident que l'objectif est de réduire la durée de cette phase pour avoir plus de temps par cycle afin d'accumuler des données exploitables. Pour ce faire, de la même façon que dans le RFQ, du gaz est injecté au sein du piège. Cependant, si la pression est trop élevée, le taux de déclenchement sur des événements fortuits du détecteur d'ions de recul sera trop élevé, les collisions conduiront les ions hors du champ de piégeage et les trajectoires des ions de recul issus de la désintégration auront plus de chance d'être perturbées. Il est donc injecté en faible quantité ($P \sim 10^{-5} \text{ mbar}$) afin de ne pas modifier l'efficacité de piégeage ou de changer les caractéristiques du nuage à l'équilibre. La détermination de ce temps de refroidissement a été simulée au cours de la thèse d'Alain Méry [Mé07]. Il a regardé l'évolution de la largeur du temps de vol du paquet d'ions extrait du piège en fonction du temps de piégeage. Lors de ces mesures, il est nécessaire de couper le champ radiofréquence car les largeurs des distributions sont trop dépendantes de la phase radiofréquence à laquelle ils sont extraits ($V_{\text{RF}} = 0$, $V_{\text{A3}} = 300 \text{ V}$ et $V_{\text{A4}} = 0 \text{ V}$).

En plus du temps de refroidissement, il est nécessaire de connaître le temps de vie des ions au sein du piège. Ce temps de vie est lié à différents paramètres tels que la période radioactive, l'échange de charge, la charge d'espace, les imperfections du piège de Paul transparent, le chauffage radiofréquence... Il a été mesuré avec la source d'ions hors ligne de ${}^6\text{Li}^{1+}$. Dans ce cas, c'est la variation du nombre d'ions piégés en fonction du temps de piégeage qui est mesurée. Deux phases sont ainsi mises en évidence : la phase d'évaporation au cours de laquelle les ions les plus chaud sont perdus, et une phase associée au temps de vie des ions dans le piège. Contrairement au temps de refroidissement, le temps de vie des ions dépend de la tension radiofréquence directement reliée à la profondeur du puits de pseudo-potentiel ($D_z = -2 \times D_r = \frac{q_z \times V_{\text{RF}}}{8}$). La piste des pertes par la charge d'espace est complètement écartée car la variation du nombre d'ions confinés par paquet n'a pas d'effet sur le temps de vie. Enfin, il faut noter que le temps de vie sera, pour ${}^6\text{He}^{1+}$, sensiblement plus faible car le phénomène d'échange de charge est plus probable avec le gaz de dihydrogène que pour le ${}^6\text{Li}^{1+}$. Des mesures de temps de vie avec un nuage d'ions piégés de ${}^6\text{Li}^{1+}$ ont montré que τ varie de 300 ms à 3 s [Mé07]. Dans le cadre de l'expérience menée en 2010, un temps de vie de l'ordre de $\sim 150 \text{ ms}$ a été mesuré.

IV.1.2.2 Le nuage à l'équilibre

Selon les propriétés des pièges de Paul tridimensionnels, le mouvement des ions peut être décomposé en deux parties : un premier mouvement appelé macromouvement ou mouvement séculaire qui est caractérisé par les largeurs moyennes des distributions dans l'espace de phase du nuage à savoir en position et en vitesse et un micromouvement directement relié à la fréquence

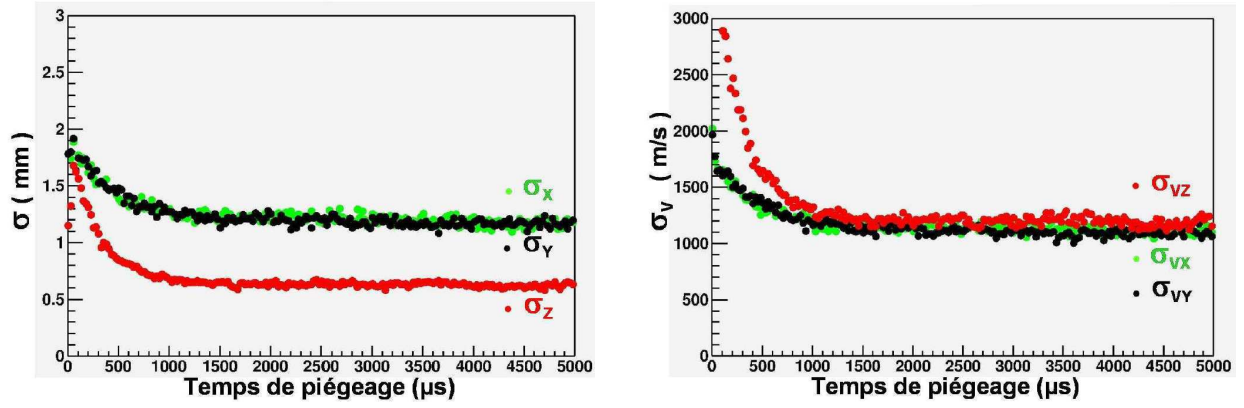


FIGURE IV.2 – À gauche : évolution de la dispersion en position des ions calculée en fonction du temps de piégeage avec $P_{\text{H}_2} = 5 \times 10^{-4} \text{ hPa}$; À droite : évolution de la dispersion en vitesse des ions calculée en fonction du temps de piégeage avec $P_{\text{H}_2} = 5 \times 10^{-4} \text{ hPa}$.

de la tension radiofréquence puisque $f_{\text{micro}} \sim f_{\text{RF}}$. En l'absence de gaz tampon, les largeurs des distributions dans l'espace des positions des ions piégés sont similaires tandis que dans l'espace des vitesses, on a $\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y} = \sigma_{v_z}/2$ et $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$. Ce comportement est imputable aux propriétés intrinsèques du piège de Paul puisque $\omega_z = 2 \times \omega_r$. En présence de gaz, ce comportement est inversé en réponse à l'effet de refroidissement voulu. En effet, on a $v \propto x \times f$ ainsi, l'effet du refroidissement est de faire converger les largeurs des distributions en vitesse à une même valeur, on a $\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y} = \sigma_{v_z}$ et pour les largeurs des distribution en positions : $\sigma_x = \sigma_y = 2 \times \sigma_z$.

Une simulation des trajectoires des ions confinés au sein du piège a été réalisée avec SIMION 8. La géométrie et le champ RF de piégeage y sont inclus, de même que les collisions avec le gaz tampon de H_2 . Ces collisions sont décrites d'un point de vue microscopique par l'utilisation de potentiels d'interaction aussi réaliste que possible. Les distributions des positions et des vitesses sont alors obtenus en fonction de la phase RF constituant ainsi une matrice de corrélation. Basée sur ces simulations, l'énergie thermique moyenne du nuage d'ions est attendue égale à $kT_{\text{sim}} = 0.09 \text{ eV}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle obtenue expérimentalement lors de tests avec la source d'ions hors-ligne de ${}^6\text{Li}^{1+}$: $kT_{\text{exp}} = 0.107(7) \text{ eV}$ [F+10]. Toutefois, la différence observée nécessitera de déterminer cette grandeur à partir des données elles-mêmes de façon à biaiser le moins possible la valeur de $a_{\beta\nu}$ extraite des données [Vel11].

IV.1.3 Résultats et analyse des données

Lors de l'expérience de novembre 2010, les intensités de faisceaux obtenues à l'entrée du dispositif LPCTrap étaient de 10 nA de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ pour 30 pA de ${}^6\text{He}^{1+}$ ($\sim 2 \times 10^8 \text{ pps}$). Typiquement, on a environ 7000 ions piégés en continu en prenant en compte les pertes dues aux temps de vie des ions dans le piège (facteur $\exp(-\frac{t_{\text{piégeage}}}{\tau_{\text{vie}}})$ de perte).

Les taux de comptage sur les différents détecteurs sont les suivants :

- Galette d'ions de recul $\sim 1000/s$,
- $\text{Tx}_1 \sim \text{Tx}_2 \sim \text{Ty}_1 \sim \text{Ty}_2 \sim 1300/s$,
- $\text{PM}_\beta \sim 700/s$

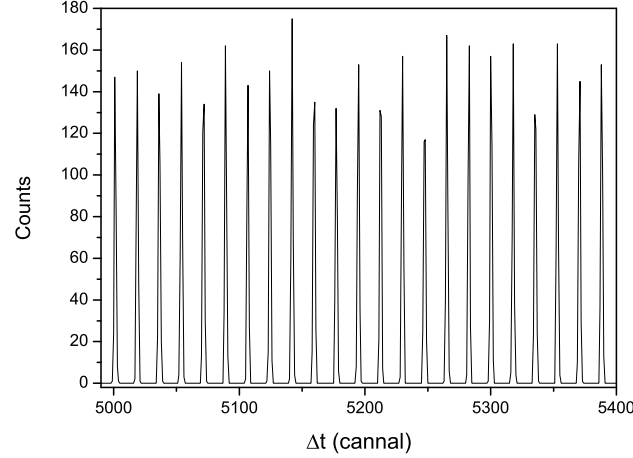


FIGURE IV.3 – Spectre brut issu du « time-calibrator ». Sur la partie représentée, nous distinguons clairement les pics du spectre séparés par 10 ns.

IV.1.3.1 Calibration des TDCs

IV.1.3.1.1 Calibration pour la mesure du temps de vol

Le coefficient $a_{\beta\nu}$ étant déterminé à partir de la distribution de temps de vol de l'ion de recul, il faut réaliser un étalonnage très précis et méticuleux du signal codé par l'électronique. Un « time-calibrator » de type Ortec 462³ permet de simuler, à intervalle de temps constant (10 ns) et de façon aléatoire, les signaux de « START » du trigger et de « STOP » de la galette à micro-canaux. La figure IV.3 montre le spectre brut obtenu. La gamme utilisée est 10.24 μ s avec une résolution absolue pour l'ensemble de la gamme de 0.5 ns.

Avec ces informations, la droite de calibration est donnée par l'équation IV.10 (voir fig. IV.4) :

$$\Delta t_{ns} = p_0 \times \Delta t_{canal} + p_1 \quad (\text{IV.10})$$

avec :

$$p_0 = 0.56858 \text{ ns/canal}$$

où p_0 est le coefficient de proportionnalité entre le signal codé par le TDC et le temps de vol de l'ion, p_1 est un paramètre arbitraire.

Une fois l'équation d'ajustement obtenue, les défauts de linéarité sont pris en compte. Pour cela, la différence entre les points de calibration et les valeurs issues de l'ajustement sont représentés dans un nouveau spectre. Du fait du manque de statistique et du "jitter", un lissage moyenné sur 20 points est effectué puis une interpolation linéaire fournit l'équation des corrections à apporter à chaque canal (voir figure IV.5). Lors de la calibration des spectres en temps de vol, cette correction est ajoutée pour chaque canal permettant ainsi la prise en compte des défauts de linéarité du TDC utilisé.

La position du temps 0 doit être déterminée d'une autre manière. Au cours de la campagne de 2006, un signal baptisé « aiguille » a été associé au temps zéro. Il s'agit d'événements provenant de gaz d'⁶He qui se désintègrent dans les micro-canaux de la galette. Nous nous retrouvons

3. www.ortec-online.com

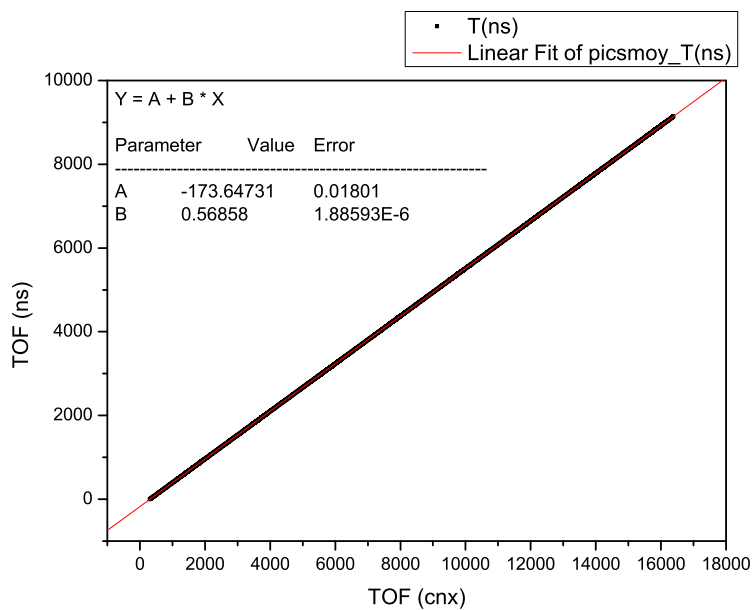


FIGURE IV.4 – Droite d'étalonnage obtenue par ajustement linéaire pour le TDC_TOF, fonction de réponse du TDC.

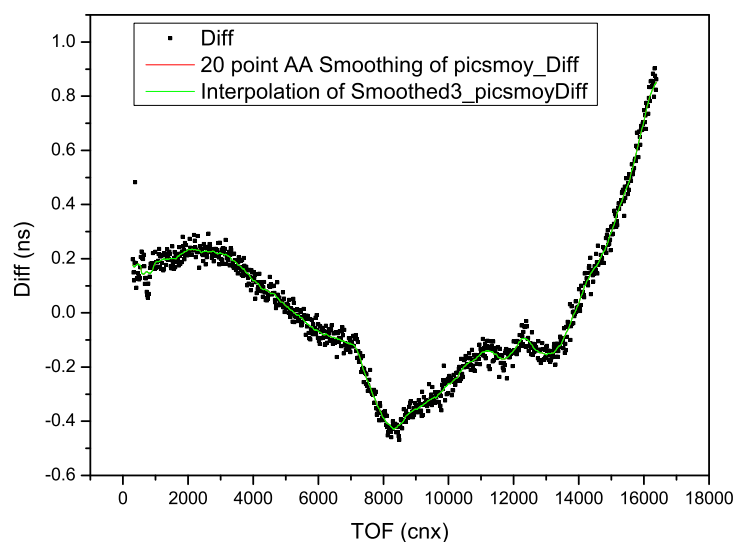


FIGURE IV.5 – Différence obtenue entre les points de calibration et les valeurs issues de la droite d'ajustement. Le résultat du lissage et de l'interpolation linéaire est superposé.

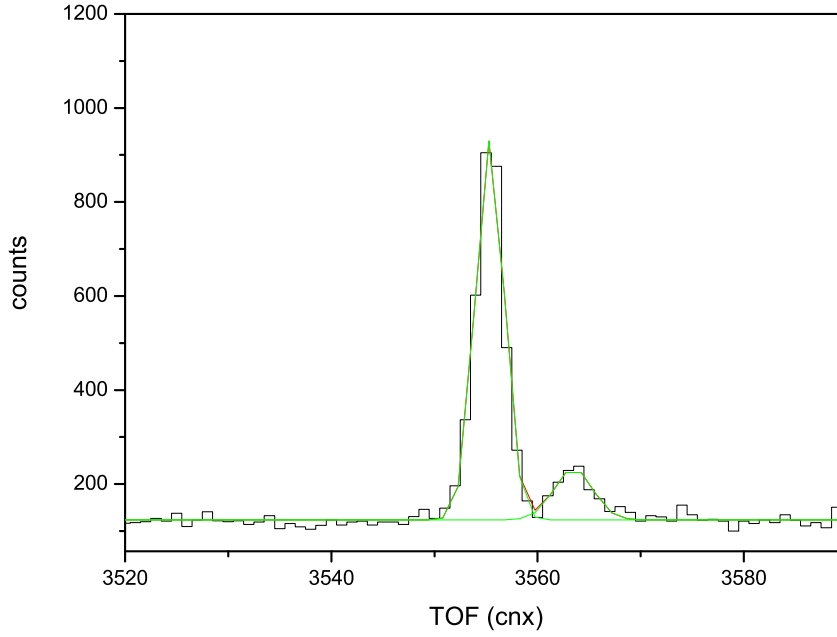


FIGURE IV.6 – Spectre dans lequel nous pouvons distinguer les deux pics permettant d’obtenir le temps "0".

dans un cas où le temps codé est négatif dans le sens où le signal de « STOP » arrive avant le signal de « START ».

Approximativement, si nous considérons que l’électron va à la vitesse de la lumière, le temps pour que l’électron atteigne le scintillateur est de 2.4 ns ($d_{\text{scint-galette}} = 719 \text{ mm}$). La position de l’aiguille correspond à $\simeq -2.4 \text{ ns}$ permettant d’obtenir le temps de vol absolu des ions de recul.

Comme nous pouvons l’observer sur la figure IV.6, et comme prédit dans les expériences précédentes [Vel11], il y a bien un deuxième pic. En effet, en plus d’observer le pic correspondant à l’ ${}^6\text{He}$ gazeux piégé dans les micro-canaux de la galette, une composante correspondant à une particule neutre non détecté par le silicium (DSSSD) est positionnée en $\simeq +2.4 \text{ ns}$. Elle a pu être discriminée au cours de l’expérience de 2010 car la distance entre le centre du piège et la galette a été considérablement augmentée (un tube long de 50 cm a été introduit entre les deux). En effet, cette composante disparaît si un filtre sur le silicium est appliqué. Son origine physique vient de γ de Bremsstrahlung émis depuis le scintillateur ou tout autre particule neutre suffisamment énergétique pour déposer un signal dans les deux détecteurs. Ces deux pics, en plus de permettre d’obtenir le zéro du codage du TDC de la mesure de temps de vol, rendent possible la correction d’une quelconque dérive de la réponse du détecteur au cours de l’expérience. Cependant, dans l’expérience de 2010, aucun décalage supérieur à 1 canal n’a été observé.

IV.1.3.1.2 Calibration de la phase de la tension radiofréquence (φ_{RF})

Pour avoir un contrôle de l’effet du champ de piégeage sur les produits de décroissance et un meilleur contrôle des effets systématiques liés à cette observable, la phase radiofréquence est enregistrée à chaque déclenchement de l’acquisition. Afin de calibrer le signal codé par le TDC_{RF} , un générateur d’impulsions est utilisé. Ce générateur est le même que celui utilisé

au cours de l'expérience qui est envoyé dans l'amplificateur et permet la mise en forme de la tension radiofréquence (signal LogicRF). La différence en temps entre les deux signaux envoyés par celui-ci est choisie telle que le signal de START soit en phase avec la tension RF. Entre deux points de calibration ($f_{RF} = 1.15 \text{ MHz}$) s'est écoulé un temps de $\delta t = 869.6 \text{ ns}$.

La calibration est faite sur toute la gamme de temps de vol couverte par le TDC_{RF} déterminée en faisant déclencher aléatoirement le télescope bêta. Un spectre plat est alors obtenu sur l'ensemble de la gamme qui couvre $\sim [0 - 3600]$ canaux. Ce spectre permet de vérifier qu'il n'y a pas de défaut de linéarité visible du TDC_{RF} en plus d'identifier la gamme en canaux. Ensuite, la calibration entre ces canaux est réalisée en décalant en temps, au moyen d'un "Gate & Delay", les mêmes signaux envoyés dans les START et STOP du TDC_{RF} . A l'entrée du G&D, nous envoyons le signal du générateur de fréquence RF (LogicRF, signal carré généré toutes les 10 périodes) qui est envoyé sans retard dans le STOP du TDC_{RF} . Le retard, quant à lui, est imposé de façon à ce que le signal soit synchronisé sur une phase radiofréquence. Ensuite, le signal sera envoyé dans le START du TDC_{RF} . Pendant l'expérience, c'est le trigger général de l'acquisition à savoir la détection d'un β qui déclenchera le START du TDC_{RF} (voir fig. IV.7).

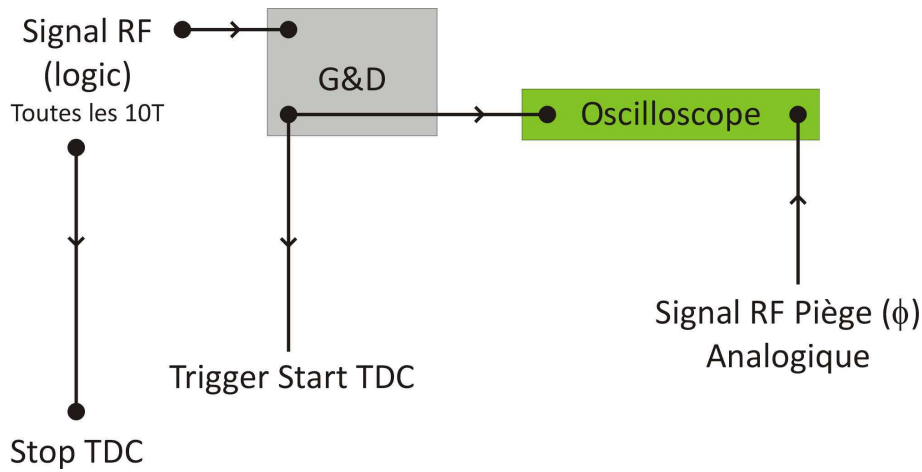


FIGURE IV.7 – Croquis de la technique de calibration de la phase RF.

IV.1.3.1.3 Mesure du temps dans le cycle de piégeage

Un cycle de mesure correspond au temps pendant lequel les ions sont accumulés dans le RFQCB et à l'intervalle de temps entre deux injections dans le piège de Paul de mesure. Ainsi, le temps d'accumulation pour former les paquets dans le RFQCB fixe le temps de mesure dans le piège. A chaque début de cycle, une rampe $0 - 10 \text{ V}$ est initialisée et la valeur est convertie dans un ADC VXI à chaque détection d'un β . Les améliorations des transmissions obtenues au fil des expériences permettent de dédier une partie du cycle de mesure à l'étude du bruit de fond (voir section IV.1.3.3). En effet, au bout d'un temps $T_{cycle} = 150 \text{ ms}$, le nuage d'ions piégés est extrait du piège. Pendant les $\sim 50 \text{ ms}$ restantes du cycle total de mesure, seules les décroissances provenant d'ions non piégés seront mesurées (voir fig. IV.8). Un temps total de 200 ms a été choisi par compromis entre le temps de demi-vie des ions (808 ms), le temps de refroidissement du nuage dans le piège ($\tau \sim 10 \text{ ms}$), le temps de vie des ions dans le piège limité essentiellement par l'échange de charge $\tau = 146 \text{ ms}$, le chauffage radiofréquence et le temps nécessaire pour une mesure significative d'un échantillon de bruit de fond (50 ms). Tout au long de l'analyse, deux zones seront distinguées de la façon suivante :

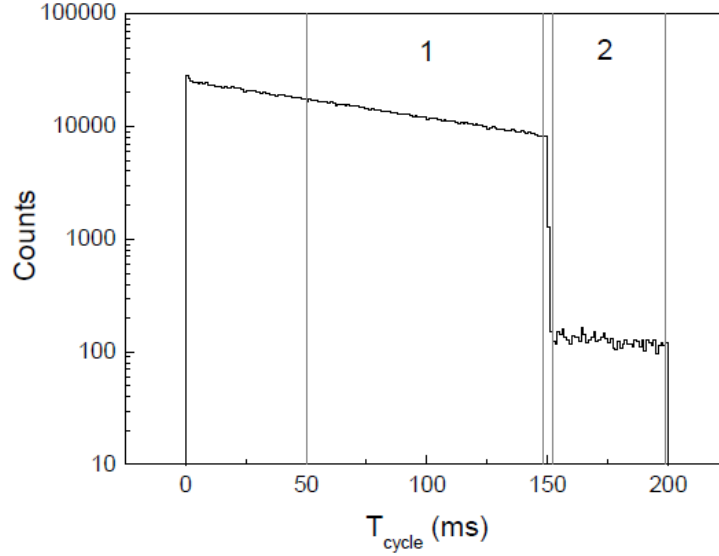


FIGURE IV.8 – Taux de coïncidence au cours du cycle de mesure. On distingue trois zones, une zone de thermalisation, suivi de deux zones distinctes : une première correspondant à la mesure de coïncidences lorsque le nuage d'ions est piégé ("in-trap") et, une seconde, dite d'étude du bruit de fond ("out-trap").

- les "hors-pièges" (HP), lorsque $150 < TC2 < 200 \text{ ms}$,
- les "in-pièges" (IP), lorsque $50 \leq TC1 < 150 \text{ ms}$ (en dessous de 50 ms , nous ne sommes pas certain que le nuage d'ions soit totalement thermalisé).

IV.1.3.2 Calibration en énergie des détecteurs

IV.1.3.2.1 Silicium à pistes

Le silicium à piste est composé de 120 pistes qu'il faut calibrer une par une. Dans un premier temps, les 120 spectres des N_{runs} sont générés afin d'étudier d'éventuelles dérives du gain ou de la position du piédestal. Deux fonctions sont ajustées sur la forme des signaux, une première fonction gaussienne qui permet de décrire la position du piédestal et sa largeur. Une seconde qui va décrire l'amplitude du "vrai signal" (V_{canal}). Il a la forme [Mé07] :

$$f(V_{canal}) = A \times \exp\left(\frac{-e^{-z} - z + 1}{D}\right)$$

$$\text{avec } z = \frac{V_{canal} - B}{C}$$

où :

- A est un coefficient de normalisation,
- B est l'amplitude la plus probable,
- C et D sont des paramètres de forme.

Le fonctionnement de l'électronique est tel qu'à chaque trigger β , l'ensemble des pistes est lu. La conséquence est qu'en moyenne le signal du piédestal est près de 60 fois plus grand que le signal dû à un β et reste important même avec le filtre de sélection des « bonnes » coïncidences (voir fig. IV.9). De plus, étant donné la possibilité que plusieurs pistes soient touchées, il est

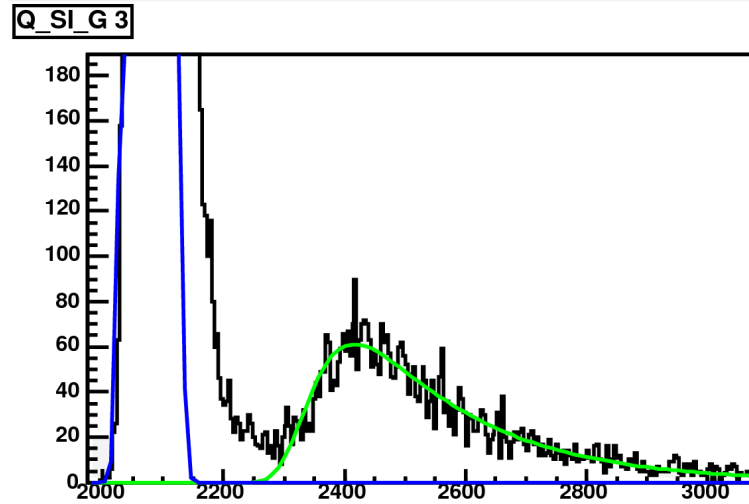


FIGURE IV.9 – Spectre contenant les données expérimentales d’une piste (piste n° 3) du silicium conditionné par les bonnes coïncidences. L’ajustement du signal par la fonction de fit (voir éq. IV.11) ainsi que celui du piédestal sont visibles. Cette fonction est satisfaisante pour décrire l’allure des signaux liés au signal du passage des particules β . Nous observons un bruit de fond non gaussien.

probable qu’il y ait un recouvrement entre le piédestal et le signal. Pour estimer la quantité d’énergie déposée dans chaque piste, il faut étalonner la quantité : $\Delta V = V_{canal} - V_{ped}$ où V_{ped} est la position moyenne du centroïde du piédestal.

La seconde étape sera donc de reconstruire l’ensemble des spectres en centrant le piédestal sur 0. Il est possible de suivre au cours d’un run ou même au cours de l’ensemble de l’expérience, la dérive du gain et d’ajouter un paramètre qui le prenne en compte. En effet, la perte d’énergie moyenne dans $300\mu\text{m}$ de silicium ne doit pas varier au cours du temps. D’après la valeur des tables NIST e-STAR2, elle est de 110 keV pour des électrons de 250 keV à 3.5 MeV . La perte d’énergie moyenne se verra donc affectée d’un terme correctif dépendant du run et de la piste considérée.

Le rôle principal de ce détecteur est de valider le passage d’une particule β mais aussi d’avoir une information sur sa position. Dans le meilleur des cas, une seule piste par face est touchée et la paire permet de connaître la position de l’électron dans le plan du silicium en plus de l’énergie que la particule y a déposée. Un bon événement correspond à :

- une charge récoltée de chaque côté du silicium qui est la même à la résolution près,
- une énergie déposée cohérente avec le passage d’une particule β d’énergie allant jusqu’à 3.5 MeV et traversant les $300\mu\text{m}$ d’épaisseur.

A ce cas idéal s’ajoutent les cas où plusieurs pistes ont été touchées (probabilité de multi-détection du silicium à pistes). Il a d’ailleurs été démontré que pour reconstruire un spectre en énergie déposée valable, ces événements doivent être pris en compte malgré leur faible probabilité d’apparition ($\sim 2\%$). Ce phénomène arrive dans les cas particuliers où la particule β :

- n’arrive pas en incidence normale sur la surface du silicium,
- passe entre deux pistes,
- crée un signal dont les charges sont délocalisées,
- diffuse dans le silicium.

Il y a un phénomène encore plus rare ($\sim 0.15\%$) qui est la détection de deux électrons en même temps. Ce phénomène est rare car il faudrait détecter un second β pendant le temps

d'amplification des signaux à savoir dans les 4 μs de traitement et le taux de "single" dans le scintillateur n'est que de ~ 500 Hz.

L'étape suivante consiste à placer deux seuils de dépôt d'énergie pour accepter ou rejeter des événements :

- un premier seuil, afin de discriminer au mieux le signal du piédestal,
- un second, pour rejeter le bruit préalablement accepté (par le premier seuil) et pour traiter plus rigoureusement les événements multipistes.

En effet, les dépôts d'énergie des pistes adjacentes au-dessus du premier seuil sont additionnés et le second est appliqué sur l'énergie totale. En ce qui concerne la position attribuée à ce type d'événement, c'est la piste où le dépôt d'énergie a été maximal qui est conservée. Si on observe plusieurs groupes par face, l'événement est rejeté. Le dépôt d'énergie d'un bon événement sera approximé à la moyenne arithmétique entre les dépôts de chaque face.

IV.1.3.2.2 Ensemble scintillateur et photomultiplicateur (PM)

Rappelons que le scintillateur utilisé est un BC400, scintillateur plastique léger. Contrairement à la technique utilisée pour l'analyse des campagnes de mesure de 2006 et 2008 [F⁺11, Vel11], l'étalonnage est fait à l'aide du spectre simulé. La fonction ajustée est formée par :

- une partie linéaire :

$$E_{scint, linéaire}(keV) = (QDC_{\beta} - QDC_{piédestal}) \times E_{scint}(canal) = A \times E_{scint}(canal)$$

- une partie quadratique :

$$E_{scint, quadratique}(keV) = B \times [A \times E_{scint}(canal) - E_{quad}(keV)]^2$$

La partie quadratique n'est autorisée qu'à partir d'une certaine valeur de E_{quad} déterminée par la méthode de minimisation du χ^2 . Dans une étude des effets systématiques à minima, les pentes de ces deux parties (A et B) sont laissées comme paramètres libres. A s'exprime en $keV/canal$, B en keV^{-1} . Cette partie nécessitant, au préalable, d'avoir introduit la simulation, elle sera abordée de nouveau au cours de la section V.1.4.1.

IV.1.3.3 Identification des sources de bruits de fond et soustraction

Dans la suite, le vocabulaire utilisé est le suivant :

- les « vraies » coïncidences sont des coïncidences qui proviennent de la détection d'un β et d'un ion de recul issus du même événement dans le nuage d'ions piégés,
- les « fausses » coïncidences ou coïncidences accidentelles sont des coïncidences qui sont issues de deux désintégrations différentes,
- les « hors-pièges » sont des coïncidences qui proviennent de la détection issue d'une même désintégration mais ne provenant pas du nuage d'ions piégés.

Le spectre de temps de vol présenté à la figure IV.10 est divisé en quatre parties :

- TOF1 et TOF4 sont des données correspondants à des coïncidences "accidentelles" ou fortuites,
- TOF2, des données contenant les "vraies" coïncidences,
- TOF3, une zone exclue de l'analyse car il est possible que du Li neutre soit présent.

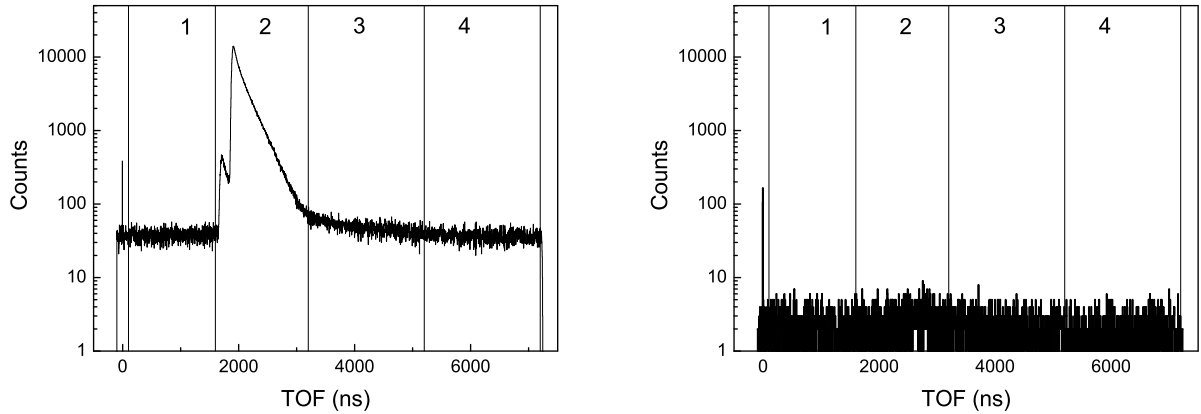


FIGURE IV.10 – À gauche : spectre de temps de vol des événements lorsque $50\text{ ms} < T_{\text{cycle}} < 150\text{ ms}$ (TC1) ; À droite : lorsque le nuage a été extrait du piège, $T_{\text{cycle}} > 150\text{ ms}$ (TC2).

Ainsi, les fenêtres 1 et 4 contiennent uniquement des "coïncidences fortuites" associées à la détection de signaux non corrélés dans le temps. Ce sont ces coïncidences "fortuites" qui sont utilisées pour soustraire cette partie du bruit de fond dans la zone 2 où les distributions en temps de vol des ions ${}^6\text{Li}^{2+}$ et ${}^6\text{Li}^{3+}$ sont clairement visibles. La "queue" de la zone 3 peut être attribuée à des ions lithium neutralisés par échange de charge dans le gaz avant qu'ils ne rentrent dans la zone d'accélération. En effet, ces ions ayant un temps de vol minimum de $3.2\mu\text{s}$, il est cohérent de penser qu'ils sont responsables de cette traîne. Ces données ne sont pas prises en compte dans la suite de l'analyse. Enfin, l'aiguille est visible en début de spectre et a permis la détermination du temps 0 (voir section IV.1.3.1.1).

Au cours des 50 dernières ms du cycle : TC2, (voir fig. IV.8), le nuage d'ions piégés a été préalablement extrait afin que seules les coïncidences dites « hors-piège » soient enregistrées (voir fig. IV.10). Ces coïncidences peuvent être associées à :

- des ${}^6\text{He}$ implantés sur le détecteur d'ion de recul et/ou sur la feuille de mylar située juste devant le silicium à pistes,
- des décroissances d' ${}^6\text{He}$ gazeux neutralisés dans l'enceinte du piège.

Rappelons que cette mesure des décroissances hors-piège est rendue possible grâce à l'étiquetage en temps dans le cycle de chaque événement détecté (voir section IV.1.3.1.3). Afin de créer des lots de données expérimentales ne contenant que des coïncidences HP, les événements des zones 1 et 4 sont soustraits à la zone 2 à un coefficient de normalisation près. La distribution obtenue peut ensuite être soustraite à la distribution contenant les décroissances provenant du piège (TC1). Dans le coefficient de normalisation considéré à ce stade, la variation du temps mort au cours du cycle ainsi que la faible décroissance du gaz neutre radioactif, à l'origine des hors pièges, sont prises en compte.

En ce qui concerne les coïncidences issues de la détection de deux particules ne provenant pas de la même décroissance, plusieurs cas sont alors possibles :

- la détection d'un électron et d'un ion provenant de deux décroissances indépendantes,
- la détection de deux électrons : l'un dans le télescope β et l'autre sur le détecteur de recul puisque l'efficacité de ce dernier n'est pas nulle pour des électrons à ces énergies [Duv06],
- la détection d'un gamma de bruit de fond dans le scintillateur et d'un ion (ou un électron) sur le détecteur de recul. Ces événements fortuits sont éliminés grâce au signal du silicium à piste dans lequel les gammas ne laisseront aucun signal.

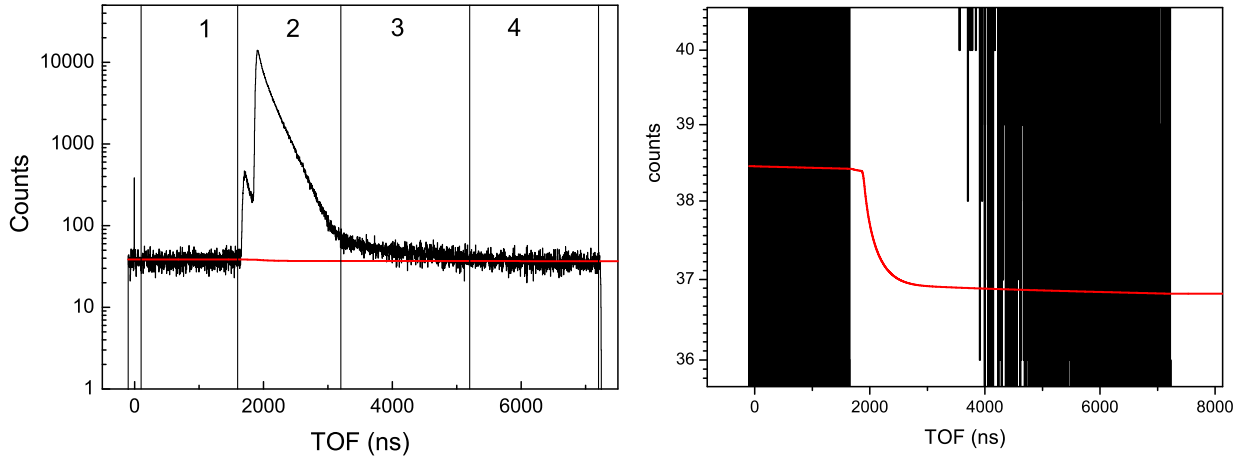


FIGURE IV.11 – Déformation due au fonctionnement "single-hit" du TDC. Ajustement de la fonction des coïncidences fortuites sur la distribution brute de temps de vol des événements en coïncidence. À gauche : pleine échelle logarithmique À droite : zoom sur la base de la distribution.

La distribution du bruit de fond est compliquée car en plus des fausses coïncidences, le fonctionnement « single hit » du TDC pour la mesure du temps de vol de l'ion de recul induit une déformation non triviale de cette distribution. Si nous considérons uniquement les sources de fausses coïncidences, n'étant pas corrélées en temps, celles-ci se répartissent suivant une distribution plate. Cependant, plus le temps de vol t_{vol} est grand, plus la probabilité d'avoir eu un signal « STOP » avant est grande ou autrement dit, la probabilité diminue avec t_{vol} . Ce comportement peut se traduire par l'équation suivante :

$$p(t + dt) = p(t) - p(t)dt \Leftrightarrow dp(t) = -p(t)dt \quad (\text{IV.11})$$

avec :

- $p(t + dt)$ la probabilité d'avoir eu un STOP au temps $t + dt$,
- $p(t)$ la probabilité d'avoir eu un STOP au temps t ,
- $p(t)dt$ la probabilité d'avoir un STOP dans l'intervalle de temps dt .

La solution de cette équation est une décroissance exponentielle (voir fig. IV.11) :

$$p(t) = A \times \exp(-\lambda t) + B$$

A et B sont deux paramètres déterminés en se servant des deux parties extrêmes du spectre en temps de vol, λ est le paramètre guidant la diminution.

Si en plus de la distribution de fausses coïncidences, nous considérons la distribution issue du « vrai » signal, c'est à dire des coïncidences provenant de la même décroissance et du centre du piège, alors il est certain qu'à ces temps de vol, la probabilité d'avoir un signal « STOP » provenant d'une fausse coïncidence est diminuée, en plus, de l'exponentielle dû au fonctionnement « single hit » du TDC. Cette probabilité est donc d'autant plus diminuée qu'il y aura eu du signal avant, ce qui se traduit par une diminution brutale de l'exponentielle décroissante au temps de vol correspondant aux signaux de coïncidence provenant des différents états de charge de l'ion de recul.

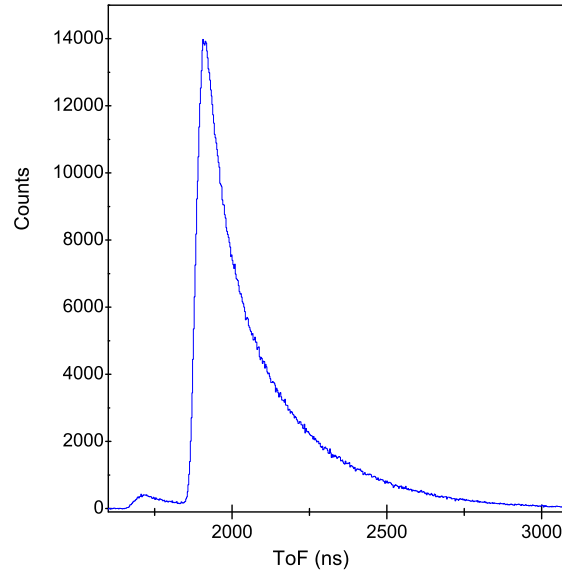


FIGURE IV.12 – Spectre de temps de vol issue de la désintégration β^- de l' ${}^6\text{He}^{1+}$ nettoyé du bruit de fond.

IV.1.3.4 Spectres de coïncidences nettoyés

Les spectres présentés dans cette section serviront à extraire la valeur de $a_{\beta\nu}$ tout en contrôlant l'ajustement entre la simulation et les données expérimentales (voir section V). Le spectre brut de temps de vol nettoyé du bruit de fond est présenté à la figure IV.12. La figure IV.13 présente les distributions en position des β (resp. des ions) dans le plan du silicium (resp. des galettes) (voir fig. IV.12). Sur la figure IV.14, les spectres caractéristiques représentant l'énergie du scintillateur en fonction du temps de vol des ions de recul ainsi que la distribution en énergie du scintillateur sont représentés.

Les positions des ions de recul sont concentrées au milieu du détecteur (voir fig. IV.13). C'est un effet imputable aux électrodes (accélération et focalisation) du spectromètre qui entraînent une reconstruction de la cinématique moins précise. L'information sur la position initiale des ions est perdue.

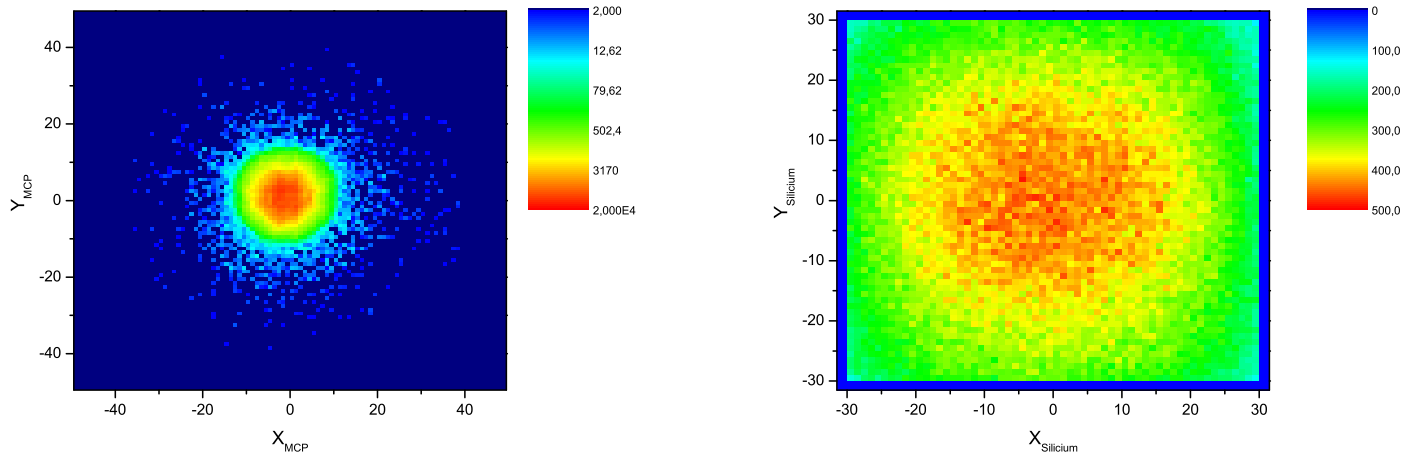


FIGURE IV.13 – Spectre dans les plans des détecteurs : à gauche, détecteur d'ions de recul ; à droite, le silicium.

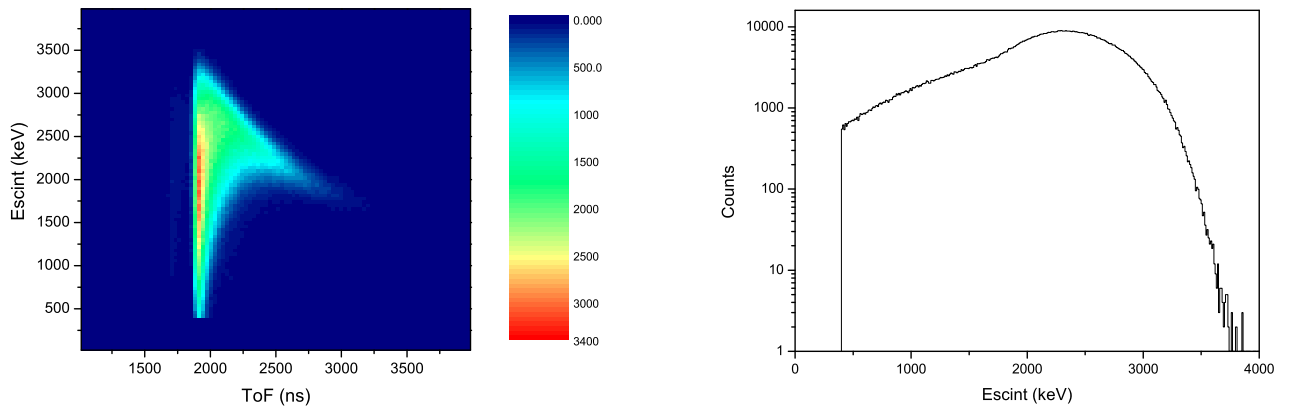


FIGURE IV.14 – Energie du scintillateur (keV) en fonction du temps de vol des ions de recul (ns) à gauche. Distribution en énergie dans le scintillateur à droite.

IV.2 Les expériences $^{35}\text{Ar}^{1+}$ (Juin 2011 et Juin 2012)

Jusqu'en 2011, l'ensemble de la ligne avait été entièrement caractérisée et paramétrée pour le piégeage d'ions $^6\text{He}^{1+}$. Ayant obtenu quelques jours de faisceau en $^{35}\text{Ar}^{1+}$ en 2011 pour réaliser un test de faisabilité, il a été nécessaire de paramétrer la ligne en utilisant du faisceau stable. En particulier, il a fallu tester les efficacités de fonctionnement obtenues avec le RFQ. Il est en effet nécessaire d'utiliser une électronique différente (voir part. III.3.1.1) afin d'obtenir une fréquence de piégeage adaptée aux ions de masse 35. Il y a deux aspects différents à prendre en compte. Un premier concerne la chimie du noyau étudiée : sera-t-il refroidi par le gaz tampon avec un bon rendement, l'effet d'échange de charge aurait-il une conséquence de perte trop importante ou pas ? Un second concerne l'ensemble des temps liés à la masse de celui-ci et à sa propagation. L'ensemble des tests en faisceaux stables réalisés avant l'expérience doit répondre à ces questions.

IV.2.1 Préparation des expériences : les tests en faisceau stable

L'utilisation de l' $^{36}\text{Ar}^+$ et l' $^{40}\text{Ar}^+$ permet d'étudier tous les paramètres de la ligne liés à la chimie de l'ion étudié. Principalement, les propriétés de refroidissement sur le gaz tampon (He) ainsi que les temps de vie des paquets d'ions au sein du RFQ et du nuage d'ions piégés seront caractérisés en détails.

L'utilisation du $^{35}\text{Cl}^{1+}$ permet, quant à elle, de fixer l'ensemble des réglages de la ligne en terme de temps, de couples $(f_{\text{RF}}, V_{\text{RF}})$ utilisés dans le RFQ mais aussi dans le piège. En effet, les paramètres des pièges de Paul ne vont dépendre que du rapport q/m . Les réglages en temps, quant à eux, ne dépendent que de la vitesse de propagation dans la ligne ($\propto E^{\frac{1}{2}} \propto m^{\frac{1}{2}}$). L'injection d' $^{40}\text{Ar}^{2+}$ a également été étudiée afin de se débarrasser d'une éventuelle contamination importante d'un ion moléculaire de masse 35.

IV.2.1.1 Les faisceaux stables délivrés par le GANIL

Pendant une semaine, le GANIL nous a fourni les faisceaux dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau IV.2.

Noyaux	HT ECR (kV)	I_{CF14} (pA)
$^{36}\text{Ar}^+$	10	$\sim 300 - 350$
$^{40}\text{Ar}^+$	9	~ 300
$^{40}\text{Ar}^{2+}$	8.965	~ 270
$^{35}\text{Cl}^{1+}$	10.285	~ 10 (réducteur 100)

Tableau IV.2 – Faisceaux fournis par le GANIL durant une semaine de test sur la ligne LIRAT de SPIRAL.

IV.2.1.2 Optimisation des paramètres de réglage de la ligne

L'hélium est choisi comme gaz tampon pour le refroidissement. Il remplit les caractéristiques nécessaires suivantes :

- La masse du gaz tampon est plus faible que celle du gaz à refroidir :
 $m_{\text{tampon}}/m_{\text{ions}} \ll 1$,

- le phénomène d'échange de charge (processus inélastique) n'est pas résonnant et plus l'énergie d'ionisation du gaz tampon est grande moins ce phénomène de perte aura lieu : l'hélium, gaz noble, est bien adapté, $E_{\text{ionisation}} = 24.59 \text{ eV}$.

Dans un premier temps, la pression dans le RFQ suivant la quantité de gaz tampon injectée ainsi que la haute-tension appliquée sur la plateforme sont optimisées afin de maximiser la transmission du RFQ ($P_{RFQ} \sim 1 \times 10^{-2} \text{ mbar}$ et $HTECR = 9890 \text{ V}$). Au cours de ces premiers tests avec un faisceau stable d' $^{36}\text{Ar}^+$ et d' $^{40}\text{Ar}^+$, il a été mis en évidence qu'une grande quantité d'eau venait polluer le RFQ. Afin de s'en affranchir, un piège à azote liquide a été couplé au RFQ, sur lequel les molécules d'eau viennent s'adsorber. Il est évident que ce piège ajoute des contraintes durant l'expérience car il faut le remplir toutes les 12 heures environ. Il permet cependant de gagner un facteur 1.5 à 2 sur la transmission suivant la durée du cycle d'accumulation choisi.

Rappelons que les paramètres de tension, fréquence et masse sont reliés au paramètre de Mathieu par l'équation :

$$q \sim \frac{0.0434 \times V_{RF}}{M \times f_{RF}^2}$$

où :

- f_{RF} est la fréquence en MHz,
- V_{RF} est l'amplitude de la tension RF en V,
- q le paramètre de Mathieu tel que $q \in [0.4 - 0.5]$,
- M la masse en u.m.a.

Le jeu de ferrites ainsi que la capacité permettant l'accord du système résonnant que constitue l'électronique du RFQ ont été choisis en faisant des tests de transmission au sein du RFQ. Une première mesure d'intensité est effectuée à l'entrée de la ligne et une seconde en sortie du RFQ. La configuration de transformateur adoptée pour former les paquets d'ions au sein du RFQ permet d'avoir comme couple $(f_{RF}, V_{RF}) = (840 \text{ kHz}, 270 \text{ V})$ en ayant une transmission de l'ordre de $\sim 35\%$ lors des tests réalisés avec $^{40}\text{Ar}^+$ à une énergie de 10 keV (voir tableau III.3.1.2), dans le cadre d'un cycle d'accumulation des ions de 20 ms . Dans le cas où la durée du cycle est 200 ms , la transmission du RFQ est de l'ordre de 10% à 15% . Il a été mis en évidence que la transmission du RFQ était à peu près équivalente entre les faisceaux stables d' $^{36}\text{Ar}^+$ et d' $^{40}\text{Ar}^+$. De même, avec environ 135 pA (soit $\sim 8.4 \times 10^8 \text{ pps}$) en entrée, aucun effet de saturation du à la charge d'espace dans le RFQ n'a été observé. L'ensemble des transmissions obtenues sont résumées dans le tableau IV.3.

Faisceau stable	ϵ_{RFQ}		ϵ_{ligne}	$\epsilon_{\text{piégeage}}$	ϵ_{tot}	
	20 ms	200 ms			20 ms	200 ms
$^{36,40}\text{Ar}^{1+}$	32%	12%	22%	20%	0.01%	0.0037%
$^{40}\text{Ar}^{2+}$	9%	3%	/	/	/	/
$^{35}\text{Cl}^+$	4.2%	/	55% (avec PD2)	11%	/	/

Tableau IV.3 – Efficacités de transmission typique obtenues avec les faisceaux stables d' $^{36}\text{Ar}^+$, d' $^{40}\text{Ar}^+$, d' $^{40}\text{Ar}^{2+}$ et de $^{35}\text{Cl}^+$ dans les différentes parties de LPCTrap pour deux valeurs différentes de cycle de piégeage.

De la même façon qu'avec la source d'ions $^6\text{Li}^{1+}$ dans le cas de l' $^6\text{He}^{1+}$, le réglage des "timings" de la ligne avec le $^{35}\text{Cl}^+$ nous permet d'avoir une configuration qui sera proche de la configuration optimale lors de l'utilisation d' $^{35}\text{Ar}^{1+}$.

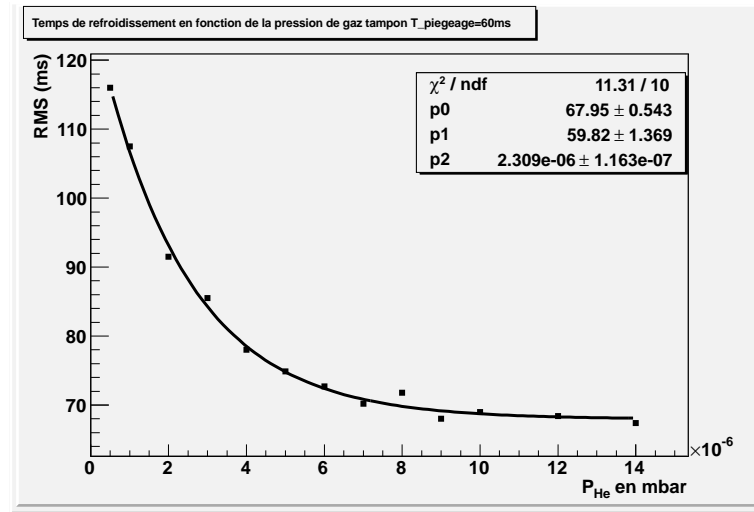


FIGURE IV.15 – Spectre illustrant la phase de thermalisation du nuage avec $T_{\text{piégeage}} = 60 \text{ ms}$. Les paramètres p0, p1, p2 correspondent respectivement à A, B et $\frac{\tau}{T_{\text{piégeage}}}$ (voir texte). La largeur de la distribution en temps de vol est donnée en fonction de la pression.

IV.2.1.3 Etude du refroidissement dans le piège de mesure

Afin d'avoir une idée de l'ordre de grandeur du temps de refroidissement du nuage dans le cycle de mesure, le nuage d'ions aurait pu être confiné au sein du piège de mesure pendant différents temps de piégeage. Nous avons cependant choisi de faire varier la pression de gaz tampon au sein du piège pour des questions pratiques. Afin de s'affranchir de la dépendance à la phase d'extraction de la tension RF, celle-ci est coupée lors de l'extraction du nuage. A chaque extraction, le détecteur dédié nous permet de mesurer la largeur de la distribution de temps de vol des ions.

Conditions de la mesure :

- $^{36}\text{Ar}^{+}$ à 10 keV ,
- $I_{\text{CF14}} = 22.8 \text{ pA}$,
- $T_{\text{piégeage}} = 60 \text{ ms}$,
- $V_{\text{RF}} = 0$

De la même façon que dans la partie IV.1.2.1, en regardant l'évolution des largeurs des distributions en temps de vol des ions extraits, il est possible d'en déduire le temps de refroidissement τ . L'ajustement d'une équation de la forme :

$$\sigma_{\tau} = A + B \times \exp\left(-P_{\text{He}} \times \frac{T_{\text{piégeage}}}{\tau}\right) \quad (\text{IV.12})$$

sur le spectre expérimental représentant la largeur du spectre en temps de vol : σ_{τ} en fonction de la pression de gaz tampon (He) injecté au sein du piège permet de déduire une valeur de $\tau \approx 9.9 \text{ ms}$ pour une pression d'hélium dans le piège de $\sim 1.4 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ (voir fig. IV.15). A, B et τ sont des paramètres de l'ajustement. Pour être sûr d'avoir un nuage thermalisé, il faut considérer au moins 3τ . Par conséquent, la durée du cycle adoptée sera de 200 ms dont $\sim 30 \text{ ms}$ pour la thermalisation, $\sim 130 \text{ ms}$ pour l'accumulation des données et 40 ms pour la mesure des coïncidences d'ions non piégés ("hors piège").

IV.2.2 L'expérience préliminaire (E618S)

IV.2.2.1 Paramètres de réglage adoptés

L'ensemble des paramètres de réglage adoptés lors de cette expériences sont résumés dans le tableau IV.4.

Plateforme ECR : Tension 10261 V

Injection : Tension Li1 -1 kV Tension Li2 -750 V

RFQ : Config. transformateurs : 12/8 + N(14)
 Plateforme HT 10095 V
 $f_{RF} = 840$ kHz $V_{RF} = 275$ V
 $P_{He} = 1.4 \times 10^{-2}$ mbar

$V_{PD1} = 9175$ V pour $T_{cycle} = 200$ ms

$V_{PD1} = 8961$ V pour $T_{cycle} = 20$ ms

$V_{PD2} = 818$ V

Piégeage : $V_{A5} = V_{A6} = 12$ V
 $f_{RF} = 476$ kHz $V_{RF} = 60$ V
 $P_{He} = 1.4 \times 10^{-5}$ mbar

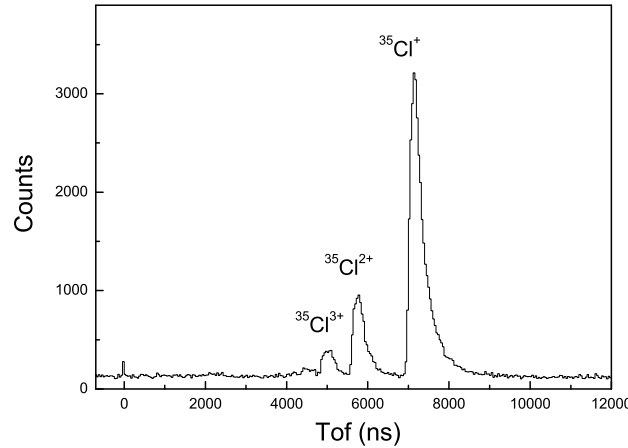
Tableau IV.4 – Ensemble des paramètres utilisés lors de l'expérience de Juin 2011

IV.2.2.2 Conditions de fonctionnement lors de l'expérience préliminaire

Initialement, 8 UTs avaient été attribués pour réaliser cette expérience. Malheureusement, les deux premiers démarrages de l'expérience ont souffert de coupures de courant généralisées sur l'ensemble du GANIL. Ces coupures de courant n'ont pas eu, heureusement, de conséquence sur le dispositif LPCTrap mais ont nécessité de reprendre le réglage du faisceau radioactif à partir de la source du faisceau primaire. Au cours des 4UTs restantes, il a quand même été possible d'obtenir de « bonnes coïncidences », en nombre suffisant pour mesurer les probabilités de shakeoff liées à la décroissance des ions $^{35}\text{Ar}^{1+}$ et également pour estimer la statistique requise lors d'une nouvelle expérience. Cependant ce nombre est insuffisant pour la détermination d'une valeur précise de $\alpha_{\beta\nu}$. Malencontreusement, les synchronisations de la rampe cycle et de la phase RF n'ont pas été remises en marche correctement, ce qui a entraîné la perte de ces deux informations et donc une augmentation de l'incertitude obtenue sur la mesure du shakeoff.

IV.2.2.3 Résultats

Au cours de cette expérience préliminaire, $\sim 3.7 \times 10^4$ "bons" événements ont pu être enregistrés (voir fig. IV.16) en 32 heures. L'intensité du faisceau délivrée durant cette expérience se situait entre 5×10^6 et 2.0×10^7 $^{35}\text{Ar}^{1+}$ /s. Un courant totale de 55 pA a été mesuré dans la cage de Faraday (CF14) à l'entrée de la ligne, ce qui indique que la contamination a atteint environ 93%.

FIGURE IV.16 – Spectre de temps de vol du $^{35}\text{Cl}^{n+}$ après soustraction du bruit de fond

Le piège contenait en moyenne $\sim 3 \times 10^4$ ions par cycle. Etant dominé par le polluant, seulement $\sim 2 \times 10^3$ des ions correspondaient à de l' $^{35}\text{Ar}^{1+}$. Dans le tableau IV.5, les efficacités obtenues sont résumées pour les différentes sections de LPCTrap. L'efficacité estimée du RFQ montre qu'il n'a pas fonctionné de manière optimale. Une efficacité de 1.5% a été estimée devant les 10-15% attendus. Des tests de symétrie du champ radiofréquence appliqué sur les barreaux du RFQ ont montré une forte dissymétrie de ce champ. Celui-ci avait été recalé avant l'expérience. Ce problème a été corrigé pour l'expérience suivante.

Durée du cycle (ms)	ϵ_{RFQ}	ϵ_{ligne}	$\epsilon_{\text{piégeage}}$	ϵ_{tot}
200 ms	1.5%	25%	10%	0.038%

Tableau IV.5 – Efficacités de transmission typique obtenues lors de l'expérience préliminaire d' ^{35}Ar à 10 keV dans les différentes parties de LPCTrap.

Durant une semaine de faisceau, avec en entrée de LPCTrap, 4×10^7 pps et une transmission du RFQ sensiblement améliorée, il est possible de collecter 2×10^6 coïncidences ce qui permettrait d'atteindre une précision statistique relative sur $a_{\beta\nu}$ de l'ordre de 0.5% [L+11]. Le PAC du GANIL a donc alloué une semaine de faisceau d' $^{35}\text{Ar}^{1+}$ (21 UTs) dédiée à la mesure de $a_{\beta\nu}$ afin de pouvoir atteindre une incertitude totale de l'ordre de 0.7%. De plus, 3 UTs ont été allouées pour les réglages de la ligne.

IV.2.3 L'expérience finale (E634S)

IV.2.3.1 Détails techniques

L'utilisation de la première diode silicium Si1 a permis de mesurer $\sim 3.5 \times 10^7$ pps d'ions $^{35}\text{Ar}^{1+}$ à l'entrée du dispositif. Les transmissions (voir tableau IV.6) obtenues tout au long de l'expérience ont permis de piéger ~ 75000 ions d' $^{35}\text{Ar}^{1+}$ par cycle et d'enregistrer 2 à 4 coïncidences/s. Un cycle de piégeage de 160 ms a été choisi suivi de 40 ms dédié à l'étude des coïncidences « hors-piège ».

Durée du cycle (ms)	ϵ_{RFQ}	ϵ_{ligne}	$\epsilon_{\text{piégeage}}$	ϵ_{tot}
200 ms	15%	25%	10%	0.38%

Tableau IV.6 – Efficacités de transmission typique obtenues lors de l'expérience finale d' ^{35}Ar à 10 keV dans les différentes parties de LPCTrap.

Au cours de cette expérience, nous avons été amenés à devoir dégrader la transmission de la ligne. En effet, le taux de déclenchements de l'acquisition était trop élevé. Au delà de 1000 « trigger »/s, des structures apparaissaient dans le spectre de contrôle de la « rampe » cycle (voir fig. IV.17). Ces structures peuvent avoir une conséquence sur la détermination des coïncidences « hors-piège ». Pour cette raison, en dégradant la transmission de la ligne, un taux de l'ordre de 1000 trigger/s a été la référence tout au long de l'expérience.

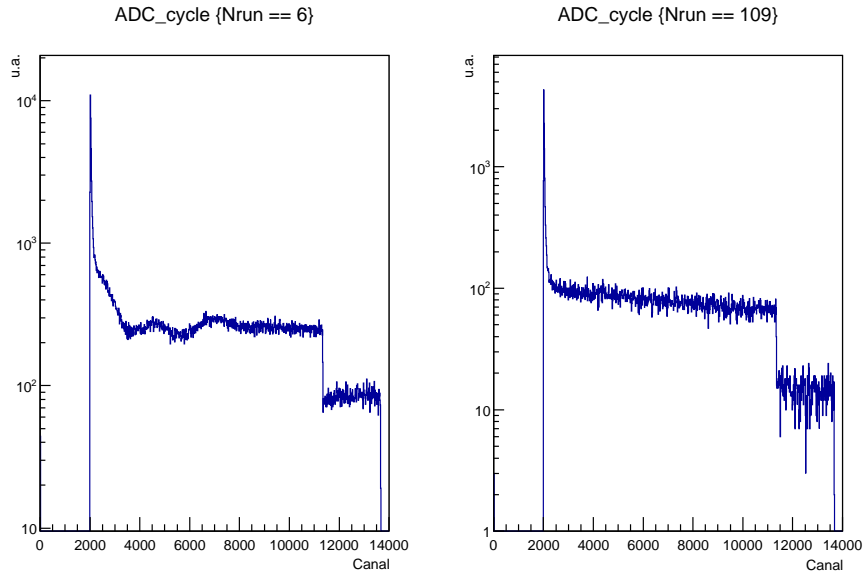


FIGURE IV.17 – Illustration de la déformation induite par le haut taux de "trigger" (figure de gauche) qui disparaît lorsque le taux de déclenchements est réduit (figure de droite).

L'hypothèse sur l'apparition de ces structures est la suivante. Le flot de données étant très important, l'acquisition a saturé : à chaque fois qu'un buffer était envoyé pour une sauvegarde (arrivant trop souvent) cela générerait un temps mort considérable.

Les paramètres de réglage adoptés sont les mêmes que ceux de l'expérience préliminaire. Seule la tension de la plateforme ECR a sensiblement changé (une haute tension de la plateforme ECR à 10261 V plutôt que 10395 V initialement) et quelques modifications ponctuelles des lentilles d'injection pour améliorer ou dégrader l'intensité à l'injection dans LPCTrap.

IV.2.3.2 Spectre obtenu

L'analyse des données et les simulations seront réalisées *ab initio* par Xavier Fabian [Fab15] pour en extraire une valeur précise de la valeur de $a_{\beta\nu}$ (voir fig. IV.18).

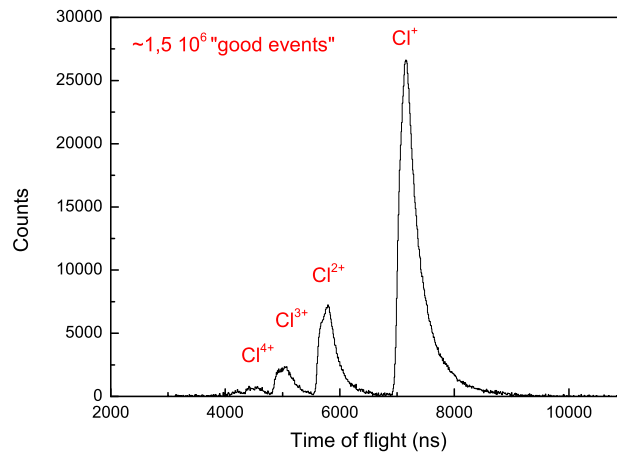


FIGURE IV.18 – Spectre de temps de vol du $^{35}\text{Cl}^{n+}$ après soustraction du bruit de fond

La statistique totale obtenue étant de 1.5×10^6 , elle devrait permettre de déterminer $\alpha_{\beta\nu}$ à mieux que 0.3%.

Chapitre V

Estimation du coefficient de corrélation angulaire et de la probabilité de shakeoff

Afin de déterminer les deux paramètres $a_{\beta\nu}$, le coefficient de corrélation angulaire et P_{so} , la probabilité de shakeoff, il est nécessaire de simuler l'expérience de la façon la plus réaliste possible. Cependant, n'exigeant pas la même précision sur les probabilités de shakeoff, il est plus facile d'obtenir des simulations satisfaisantes et, plus particulièrement, qui ne nécessitent pas une statistique importante pour estimer correctement celle-ci. Pour la détermination de $a_{\beta\nu}$, en revanche, la précision exigée pour contraindre les courants tensoriels nécessite une étude minutieuse des effets systématiques. Une statistique conséquente est nécessaire pour les observables de contrôle et l'extraction de $a_{\beta\nu}$.

Les outils de simulations utilisés sont SIMION et GEANT4. Ils permettent de modéliser l'ensemble des champs électriques présents lors de l'expérience en plus d'une description complète des structures présentes autour du piège de Paul. Il s'agit essentiellement des collimateurs et des supports, en particulier, et de l'ensemble des matériaux qui peuvent jouer un rôle non négligeable dans la diffusion des électrons. En effet, nous avons décidé d'utiliser GEANT4 puisqu'il possède des algorithmes permettant de traiter la diffusion des β . Ce n'est pas le cas de SIMION qui permet seulement de décrire la trajectoire des ions dans un champ électrique en résolvant les équations du mouvement utilisant la méthode numérique Runge Kutta d'ordre 4. Un dernier outil, ROOT, est utilisé pour le traitement et l'analyse des données simulées.

V.1 Simulation de l'expérience

V.1.1 Générateur d'événements

Le générateur d'événements utilisé est commun aux simulations effectuées dans SIMION et dans GEANT4. Les caractéristiques de la cinématique de la décroissance de ${}^6\text{He}^{1+}$ sont reproduites par un tirage de type Von Neumann basé sur une méthode de rejet sur les distributions de probabilité obtenues à partir de la théorie de Fermi (voir section I.1.5). Comme nous l'avons vu, seules deux observables libres sont nécessaires à la reconstruction de l'ensemble de la cinématique. Deux approximations sont faites : la masse du neutrino est considérée comme nulle et l'énergie cinétique du recul est négligée devant celle de l'électron.

L'algorithme fournit l'ensemble des observables nécessaires à la propagation des particules dans l'environnement de simulation choisi. Voici la procédure adoptée :

- tirage pseudo-aléatoire de $p_R \in [0, p_{R \text{ max}}]$,
- calcul de l'énergie cinétique min et max du β dépendant de la valeur de p_r ,

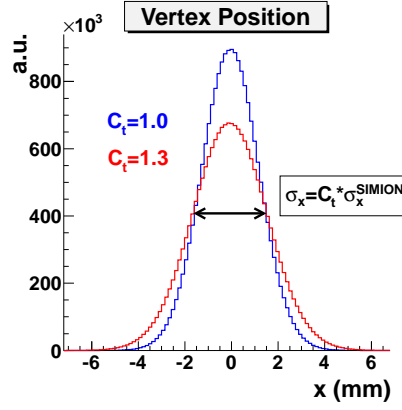


FIGURE V.1 – Distribution en position du vertex de désintégration. Nous distinguons clairement l'effet de l'ajustement du paramètre C_T .

- tirage pseudo-aléatoire de $T_e \in [T_{\beta min}, T_{\beta max}]$,
- calcul du taux d'événements attendus avec les deux observables p_R et T_β ,
- tirage utilisant une méthode de rejet en fonction des distributions de probabilité.

Les figures présentées dans la section suivante sont issues de ce générateur. Ainsi, les observables suivantes sont disponibles :

- énergie cinétique de l'électron,
- impulsion de l'ion de recul (IR),
- angle entre les deux particules.

V.1.2 Modélisation de la source d'ions

Au préalable, il faut simuler le nuage d'ions, à savoir les vertex primaires de la décroissance. Il faut prendre en compte l'évolution spatio-temporelle du nuage : les ions sont confinés par paquet et subissent des collisions avec le gaz tampon de dihydrogène (dans le cas de ${}^6\text{He}^{1+}$). Une simulation utilisant SIMION est donc réalisée dans ce sens. Elle est basée sur des collisions ions-molécules utilisant des potentiels d'interaction aussi réalistes que possible [B⁺04]. Elle a été validée par une comparaison des données expérimentales de mobilité et de diffusivité des ions dans les gaz lors du développement du RFQCB utilisé sur LPCTrap. Elles ont montré, entre autre, que l'effet de la charge d'espace était négligeable avec la densité d'ions typique dans le nuage et ont été réalisées dans un cas idéal : le nuage est parfaitement centré et son extension spatiale correspond à une température de 0.1 eV [F⁺10].

Concernant l'influence des champs radiofréquences, une phase RF est tirée aléatoirement suivant une loi uniforme $\varphi \in [0 - 2\pi]$. La position et la vitesse de l'ion ${}^6\text{He}^{1+}$ se désintégrant sont générées aléatoirement suivant des distributions gaussiennes dont les largeurs σ_R et σ_V sont définies par une matrice de corrélation reliant entre elles phase RF : φ_{RF} , vitesses : $V = \{v_x, v_y, v_z\}$ et positions : $R = \{x, y, z\}$ pour chaque ion considéré [Vel11]. A partir de la matrice de corrélation, afin de simuler une température différente du nuage, i.e. des déviations par rapport aux prédictions de la simulation, les largeurs peuvent être multipliées arbitrairement par un coefficient de température appelé C_T (voir figure V.1).

Les résultats présentés dans la figure V.2 sont issus de ce générateur. La simple vérification de la largeur des positions initiales dans le nuage permet de confirmer que les propriétés de piégeage sont bien prises en compte. En effet, l'axe de piégeage étant suivant l'axe des y dans

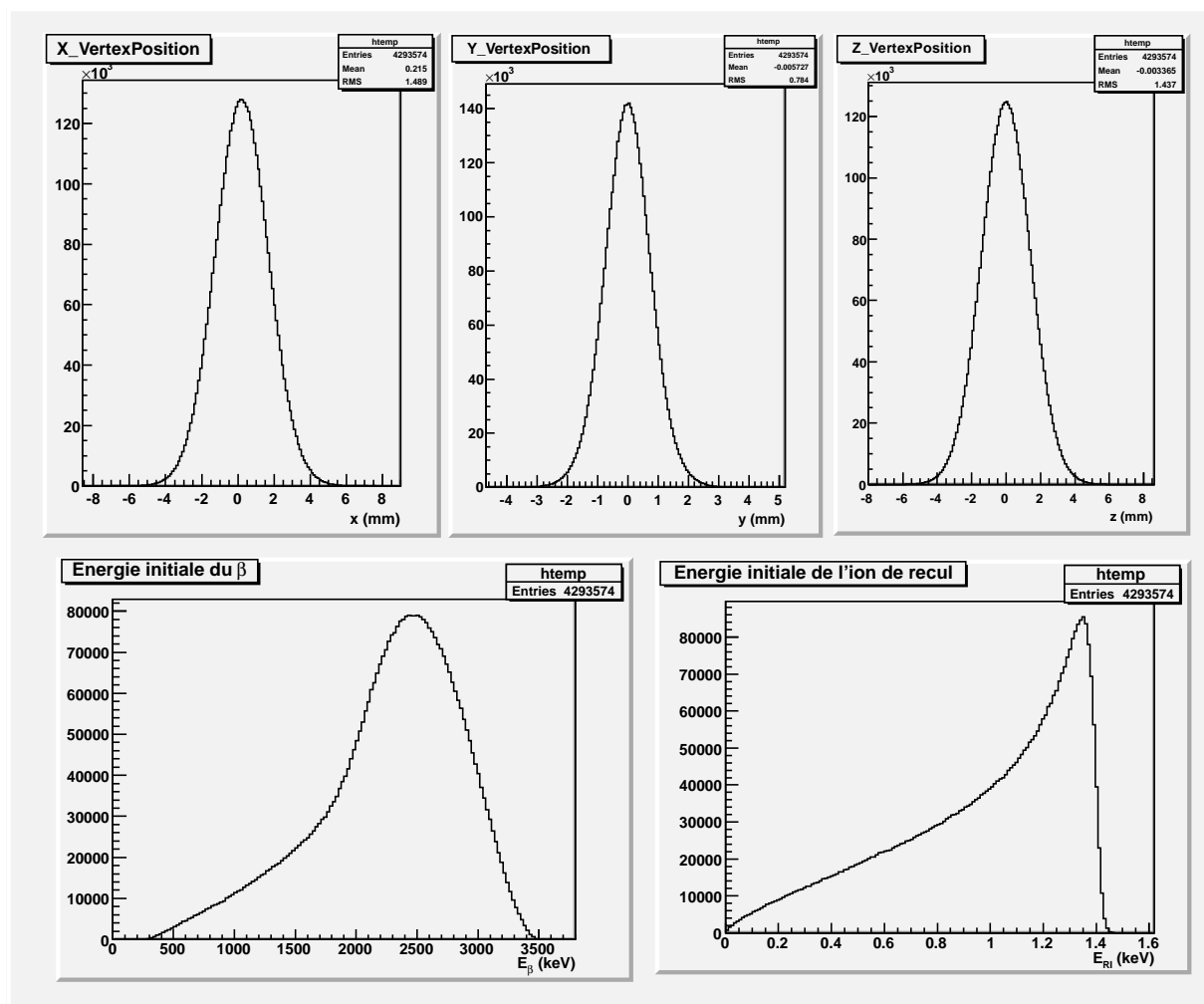


FIGURE V.2 – Distribution en position des vertex de désintégration, distributions initiales en énergie de la particule β et de l'ion de recul générées par le Monte Carlo.

GEANT4, la largeur des distributions en position dans le plan xz doit être deux fois plus grande que la largeur de la distribution suivant l'axe de piégeage puisque $r^2 = 2 \times y^2$ où $r = x, z$ (voir section III.2.2).

La simulation réalisée avec GEANT4 [Vel11] était adaptée au dispositif LPCTrap avant sa modification en vue de permettre la mesure simultanée des probabilités de shakeoff. La modification de ce dispositif par l'ajout d'un spectromètre a déjà été décrite dans la section III.8.3. Ce spectromètre a donc été simulé dans GEANT4 ainsi que le nouveau piège de Paul utilisé (voir figure V.3 de gauche). La géométrie de celui-ci a été améliorée en vue de limiter les modifications du champ RF de piégeage induites par les câbles d'alimentation des électrodes et augmenter la rigidité du piège avec de nouvelles fixations des anneaux (voir figure V.3). Par rapport à GEANT4, SIMION présente l'avantage de pouvoir générer la géométrie de la simulation à partir de fichier de format "stl"¹ directement issu du bureau d'étude du LPC Caen (utilisation de SL Tools). Ce n'est pas encore le cas avec GEANT4, la géométrie particulière des anneaux est représentée avec exactitude ce qui n'est pas le cas des fixations présentant une architecture plus complexe (voir figure V.3 de droite).

1. STereoLithographie, format exporté de programmes CAD (Computer-aided design)

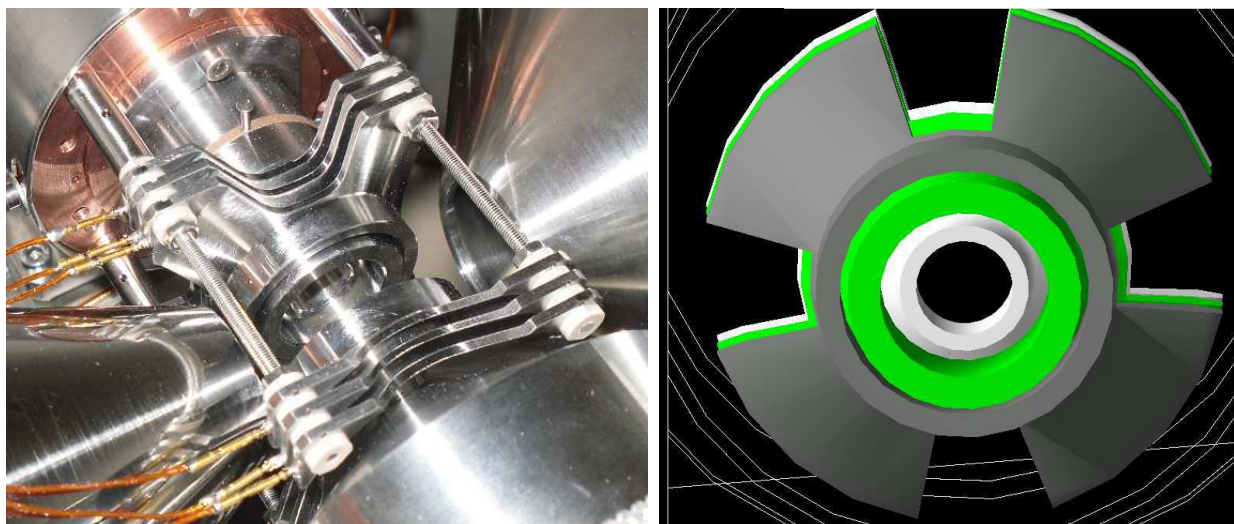


FIGURE V.3 – A gauche : photos du nouveau piège de Paul utilisé lors de l'expérience de 2010 et les campagnes de mesures suivantes. A droite : simulation du piège de Paul dans GEANT4. La forme des "bras" de fixation du piège n'est pas simulée de façon exacte.

V.1.3 Propagation des ions par SIMION

Les simulations sont réalisées en plusieurs étapes. Pour commencer, les ions et les électrons d'une même décroissance sont simulés au sein du piège de Paul et soumis au champs radio-fréquence de piégeage tout au long de la propagation. Pour chaque expérience, la tension réelle appliquée sur le piège est enregistrée et sa valeur est utilisée dans les simulations car sa forme n'est pas parfaitement sinusoïdale. L'acceptance géométrique des détecteurs est imposée lors de la génération MC des événements pour ne pas générer d'événements inutiles. Les fonctions de réponse des détecteurs sont également incluses ainsi que l'espace de phase du nuage. SIMION n'est utilisé que pour la propagation des ions et les simulations sont effectuées en deux temps. Ceci est nécessaire en raison de la taille des cartes de potentiels ce qui pourrait, à terme, rendre les simulations très coûteuses en temps.

La propagation des particules dans le piège de Paul est appelé partie 3D (voir figure V.4). La partie dédiée aux ions dans le spectromètre d'ions de recul est quant à elle appelée partie 2D (voir figure V.5).

V.1.4 Propagation des électrons par GEANT4

L'utilisation de GEANT4 se justifie pleinement par la nécessité de simuler la diffusion des particules β . En effet, SIMION n'est pas du tout adapté à cet effet. Ainsi, le but initial était de faire une modélisation complète de la géométrie présente autour du piège et pouvant jouer un rôle dans la diffusion des β (voir figure V.6).

La génération des décroissances dans un nuage d'ions est, comme vu précédemment, effectuée en dehors de SIMION ou GEANT4 par une simulation MC et est ensuite utilisée pour générer les événements dans les outils de simulation. Initialement, le but était également de lire les cartes de potentiel générées par SIMION et de les intégrer dans GEANT4 pour n'avoir finalement qu'un seul bloc de simulation. Les premiers tests réalisés ont semblé montrer que GEANT4 n'était pas adapté à la propagation d'ions de basses énergie, ce qui explique pourquoi nous l'avons limité à la propagation des électrons. Il conviendrait d'effectuer des investigations complémentaires pour mieux comprendre ce problème. Enfin, la fonction de réponse des

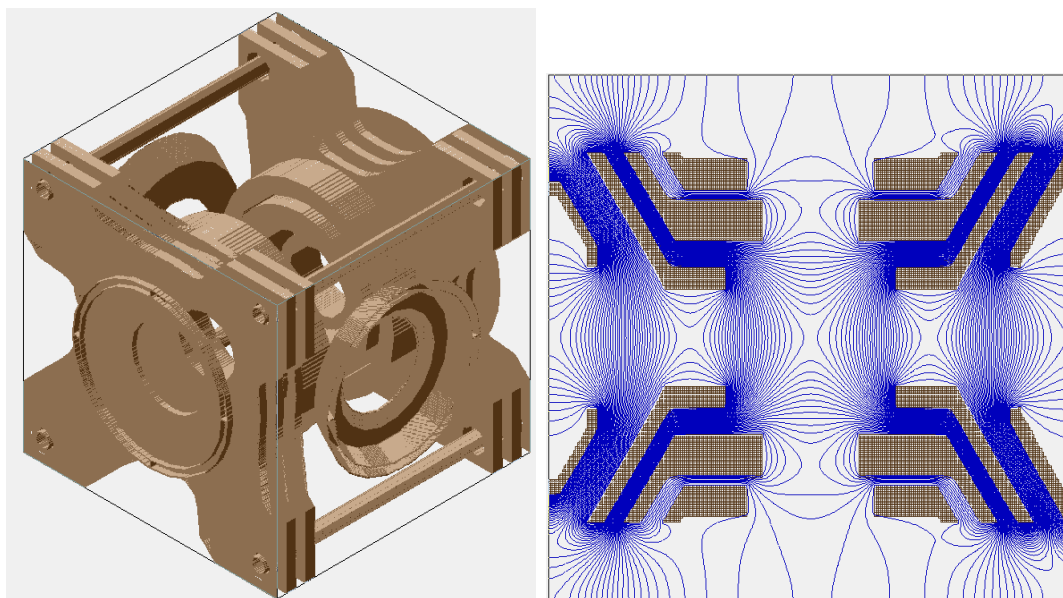


FIGURE V.4 – Géométrie du piège de Paul telle que décrite dans SIMION. La figure de droite représente la carte des équipotentiels.

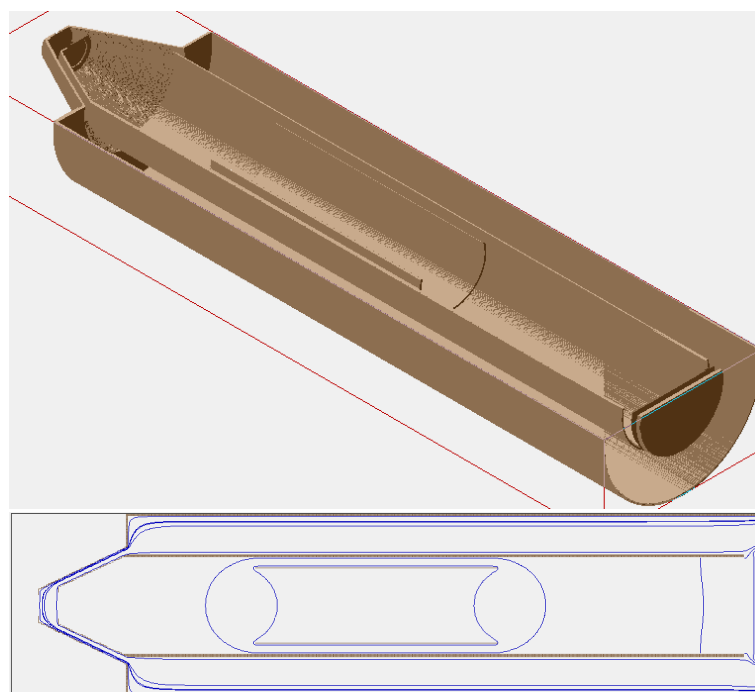


FIGURE V.5 – Géométrie du spectromètre d'ions de recul. En haut, les électrodes d'accélération polarisée à -2 kV et de focalisation polarisée à -251 V sont visibles grâce à une coupe longitudinale. Au bout du spectromètre (vers la droite), le détecteur d'ions de recul (MCPSPD) polarisée à -4 kV est précédé d'une grille polarisée à -2 kV .

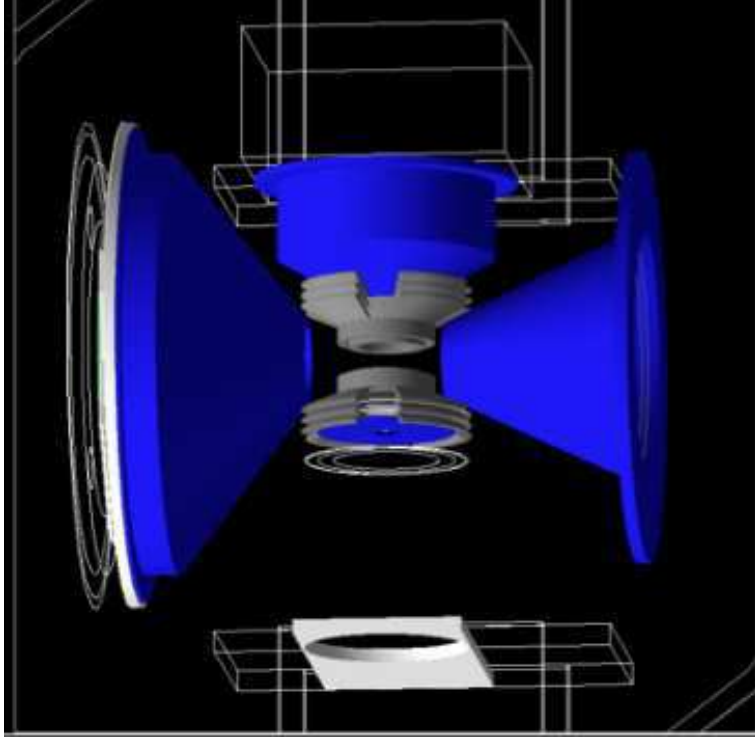


FIGURE V.6 – Simulation de l'ensemble des matériaux à proximité du piège dans GEANT4.

détecteurs est également incluses dans la simulation en convoluant le résultat des observables pertinentes de la simulation par les fonctions de réponse des détecteurs déterminées lors de l'analyse des données expérimentales.

V.1.4.1 Traitement de la détection des électrons

La fonction de réponse du détecteur d'électrons est prise en compte en convoluant le spectre en énergie des β à une fonction de la forme :

$$\sigma_{scint} = \sqrt{\sigma_{elec}^2 \times A_{scint}^2 + \sigma_{1MeV}^2(E_{scint}) \times E_{scint}} \quad (V.1)$$

où,

- σ_{elec} est la largeur associée au bruit électronique,
- A_{scint} est un paramètre ajusté pour reproduire au mieux la distribution expérimentale en énergie des β .
- $\sigma_{1MeV}(E_{scint})$ est la largeur due à la statistique de photon à 1 MeV.

La valeur de l'énergie dans le scintillateur est échantillonnée suivant une gaussienne centrée en E_{scint} et de largeur associée σ_{scint} . La résolution temporelle du détecteur étant de 1 ns, elle est négligée. Plusieurs paramètres ont été testés et c'est finalement $\sigma_{1MeV}(E_{scint}) = 0.08$ et $A_{scint} = 1.576$ qui semblent donner le meilleur résultat. Une comparaison obtenue entre les données expérimentales et les données simulées est présentée à la figure V.7. Nous remarquons des déviations au sommet de la distribution. Pour chaque « bin », les résidus normalisés sont calculés à partir de la formule suivante :

$$\chi = \frac{n_{exp} - n_{simu}}{\sqrt{n_{exp} + n_{simu}}} \quad (V.2)$$

où n_{exp} (respectivement n_{simu}) correspond au nombre de coups du « bin » considéré des données expérimentales (respectivement de la simulation).

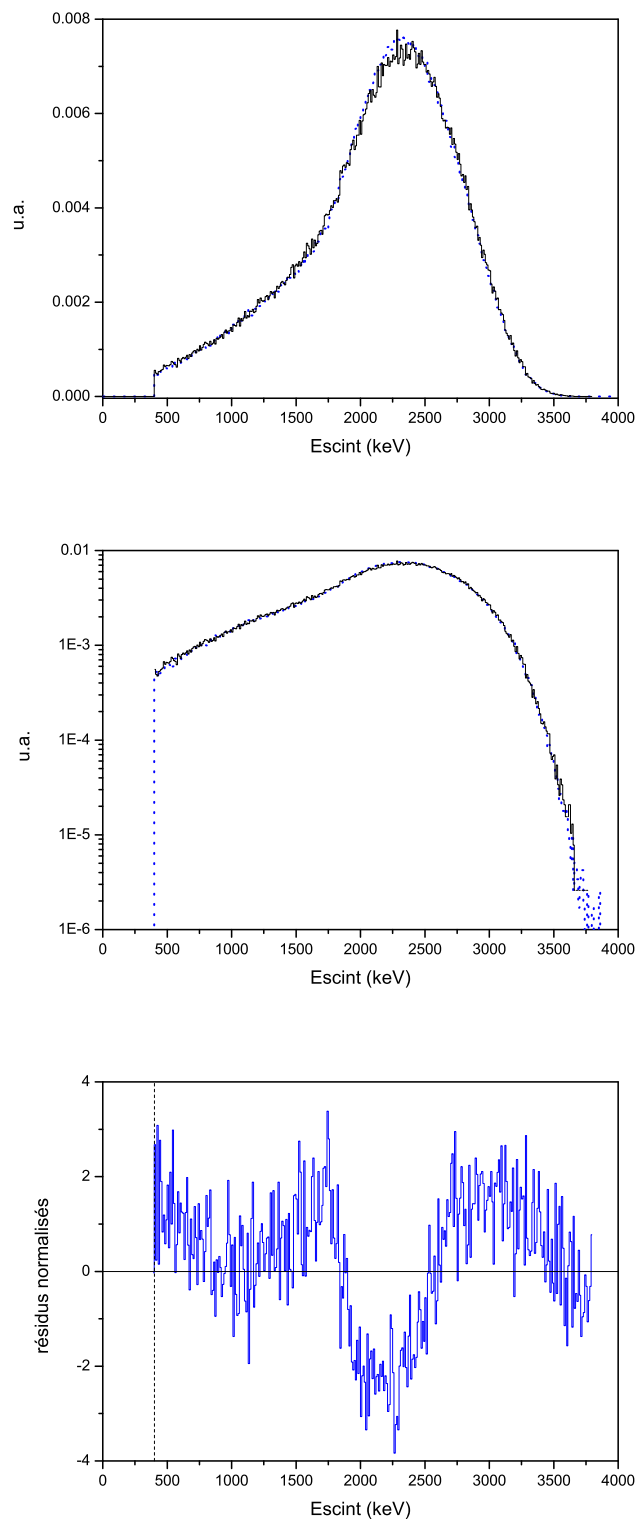


FIGURE V.7 – Spectres en énergie des électrons dans le scintillateur (échelle logarithmique et linéaire). Points : Données expérimentales, histogramme : résultat de la simulation prenant en compte la fonction de réponse du détecteur. La troisième figure présente les résidus normalisés suivant l'équation V.2. Les simulations ont été réalisées dans ce cas avec un coefficient de température $C_T = 1.5$.

V.1.4.2 Traitement de la diffusion des électrons

Contrairement à beaucoup d'expériences de haute énergie qui peuvent s'abstenir de la diffusion des β , l'énergie maximale atteinte par cette dernière dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}^{1+}$ de 3.5 MeV ne permet pas de négliger cet effet. Malgré le fait que la probabilité de diffusion diminue avec l'énergie cinétique de la particule, du fait de sa faible masse, la probabilité de diffusion des particules sur la matière reste bien plus grande que pour les autres particules plus lourdes et ne peut être négligée. En particulier, elle devient importante en dessous du MeV d'autant que le seuil en énergie de l'expérience est fixé à 400 keV. Dans l'expérience LPCTrap, plusieurs cas de diffusions sont possibles :

- un événement pour lequel la détection d'un électron diffusé sur un matériau environnant est détecté en coïncidence avec un ion. Ce cas donne lieu à une mauvaise corrélation angulaire et donc à une modification de la forme du spectre de temps de vol,
- un événement de rétrodiffusion de la particule dans le détecteur. Une partie seulement de l'énergie est déposée et conduit donc soit à une mauvaise reconstruction de la cinématique, soit à la non détection de l'électron.

Une étude minutieuse de l'effet des paramètres de l'algorithme de diffusion multiple de GEANT4 a été effectuée lors de la thèse de Philippe Velten [Vel11]. La conclusion de cette étude était que "le réglage fin de l'algorithme de diffusion multiple via les paramètres disponibles a un effet limité sur les distributions des observables enregistrées par le dispositif de détection". Malgré le manque de confrontation avec des données expérimentales, cette observation ne fait que conforter la confiance qui peut être allouée à la description faite par GEANT4 de la diffusion des β . Les paramètres par défaut mis dans la simulation ont donc été conservés.

V.2 Détermination des probabilités de shakeoff

V.2.1 Le cas de l' ${}^6\text{He}^{1+}$

V.2.1.1 Spectres simulés, comparaison et résultats

Afin d'extraire la probabilité de shakeoff, quatre jeux de simulations MC sont générés utilisant uniquement SIMION. Deux jeux correspondent à la propagation d'ions ${}^6\text{Li}^{2+}$ pour deux températures différentes du nuage. Deux autres, avec les mêmes températures, correspondent à la propagation d'ions de ${}^6\text{Li}^{3+}$ issus du shakeoff dans SIMION. Les deux valeurs du coefficient de température permettent d'explorer l'influence de cette dernière autour de la valeur obtenue lors de la simulation du mouvement des ions du nuage dans SIMION ($T = 0.1$ eV) [F+10]. Les simulations sont ajustées sur les données expérimentales en ayant pour paramètres libres :

- un terme global de normalisation,
- la probabilité de shakeoff P_{so}^{exp} ,
- la température du nuage,
- la distance entre le centre du piège et le détecteur d'ions.

Le meilleur ajustement obtenu possède un chi-carré de $\chi^2 = 533$ pour 523 degrés de liberté. Ce résultat correspond à une valeur de la p-value de 0.37, ce qui révèle un très bon accord entre les données expérimentales et le modèle utilisé pour extraire P_{so}^{exp} (voir fig. V.8). Ainsi, le résultat obtenu est :

$$P_{so}^{exp} = (2.339 \pm 0.035)\% \quad (\text{V.3})$$

où l'erreur indiquée est purement statistique (1σ).

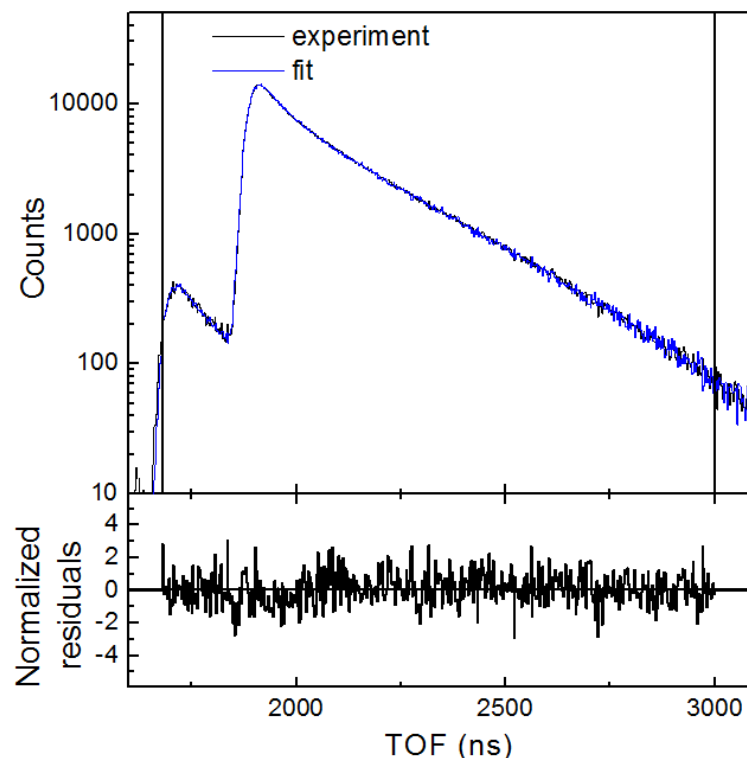


FIGURE V.8 – Comparaison des données expérimentales et des simulations. En haut : fit du spectre expérimental avec la simulation MC. En bas : résidus normalisés de l’ajustement.

Nous verrons dans la section suivante que l’erreur systématique attribuée à cette probabilité est très petite devant l’erreur statistique.

V.2.1.2 Effets systématiques

Les sources dominantes d’effets systématiques sont essentiellement dues à la taille du nuage ainsi qu’à l’incertitude associée à la mesure de la distance entre le centre du piège et le détecteur d’ions [F⁺11]. S’ajoutent à ces sources d’erreurs, la précision sur la calibration des détecteurs, la valeur des tensions appliquées, l’échange de charge avec le gaz tampon et enfin la soustraction du bruit de fond. Plusieurs d’entre elles sont déterminées lors de l’analyse des données expérimentales. En ce qui concerne l’échange de charge, la section efficace est négligeable. La différence d’efficacité de la galette en fonction de l’état de charge de l’ion de recul (voir figure V.9 et V.14) est due au seuil imposé sur la charge du QDC. Ceci est pris en compte en ajustant une gaussienne dont la contribution sous le seuil mesure le défaut d’efficacité. Ainsi, un facteur correctif de $0.38 \pm 0.05\%$ est appliqué pour le ${}^6\text{Li}^{3+}$.

Distance de vol des ions de recul et température du nuage

Une étude est menée en ajustant pour chaque température la distance entre le centre du piège et le collimateur d’ions de recul par pas de $20\ \mu\text{m}$. La distance entre la grille de l’électrode d’accélération et le détecteur d’ions de recul est ajustée, quant à elle par pas de $40\ \mu\text{m}$. Avec 20 valeurs pour chacune de ces deux distances, nous obtenons 400 combinaisons pour lesquelles une comparaison entre les simulations MC et les données expérimentales du spectre de temps de vol est réalisée. La distribution V.10 a été obtenue avec un coefficient du nuage de $C_T = 1.275$. Les fluctuations du χ^2 observées localement sont dues au manque de statistique dans les

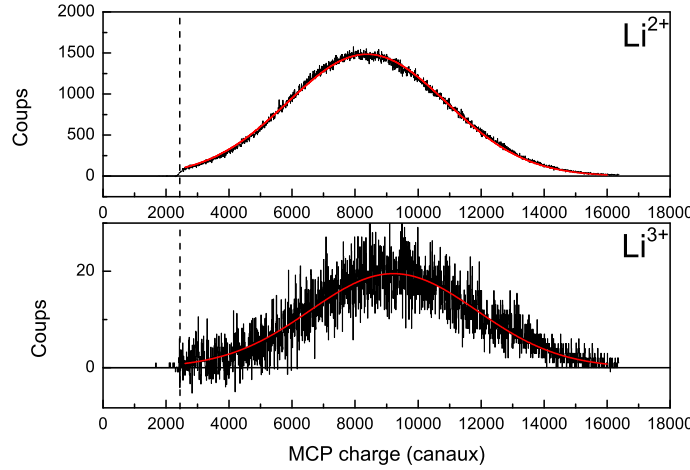


FIGURE V.9 – Ajustement gaussien afin de déterminer la corrélation entre l’efficacité de la galette avec la charge de l’ion de recul détecté. Une fraction faible des événements est non détectée du fait du seuil de détection (ligne pointillée).

données simulées. Les points obtenus sont ensuite ajustés avec un polynôme à l’ordre 3 pour déduire un χ^2_{min} associé à une probabilité de shakeoff la plus probable. Le résultat obtenu est : $P_{so} = 0.02314 \pm 0.00080$. L’erreur associée est déterminée à partir de la largeur de la distribution du χ^2 autour de la meilleure valeur à $\pm 5 \times 10^{-5}$ (voir fig. V.10).

La même procédure est réalisée pour étudier l’effet systématique lié à la température du nuage (voir fig. V.10). Un polynôme à l’ordre 2 est ajusté et donne le résultat suivant : $C_T = \alpha_T = 1.2720 \pm 0.0125$ où l’erreur associée est le demi écart entre deux simulations Monte Carlo ce qui permet d’être plus conservateur. La dépendance entre la probabilité de shakeoff et le coefficient de température (C_T) est linéaire (voir figure V.11).

Dépendance à $a_{\beta\nu}$

La dépendance entre la probabilité de shakeoff et $a_{\beta\nu}$ a également été étudiée et une dépendance linéaire est observée. Une incertitude relative de 1% sur $a_{\beta\nu}$ entraîne une incertitude de 4×10^{-5} sur la probabilité de shakeoff (voir fig. V.12).

Effet de la diffusion des β

Le taux de β diffusés montre une dépendance linéaire avec la probabilité de shakeoff. Une incertitude de 10% sur le taux des β diffusés induit une erreur $\Delta P = 4 \times 10^{-5}$.

Effet de la coupure en E_{scint}

L’énergie de coupure a été variée de ± 50 keV par pas de 5 keV dans les données expérimentales. La coupure de l’énergie du scintillateur a été, quant à elle, conservée à 400 keV. Cela entraîne une variation aléatoire de P_{so} avec une largeur $\Delta P = 1 \times 10^{-5}$.

Autres contrôles

L’ajustement a été réalisé avec 5 lots de données différents contenant la même statistique. Aucune variation systématique n’est observée et l’ajustement donne le même résultat. De plus, une variation des bornes de l’ajustement indique que la valeur de P_{so} est stable lorsque la borne supérieure de l’ajustement est 3000 ns. Lorsque celle-ci est inférieure à 3000 ns les variations de P_{so} sont inférieures à 1.5×10^{-4} . Finalement, si la borne supérieure est placée trop haute,

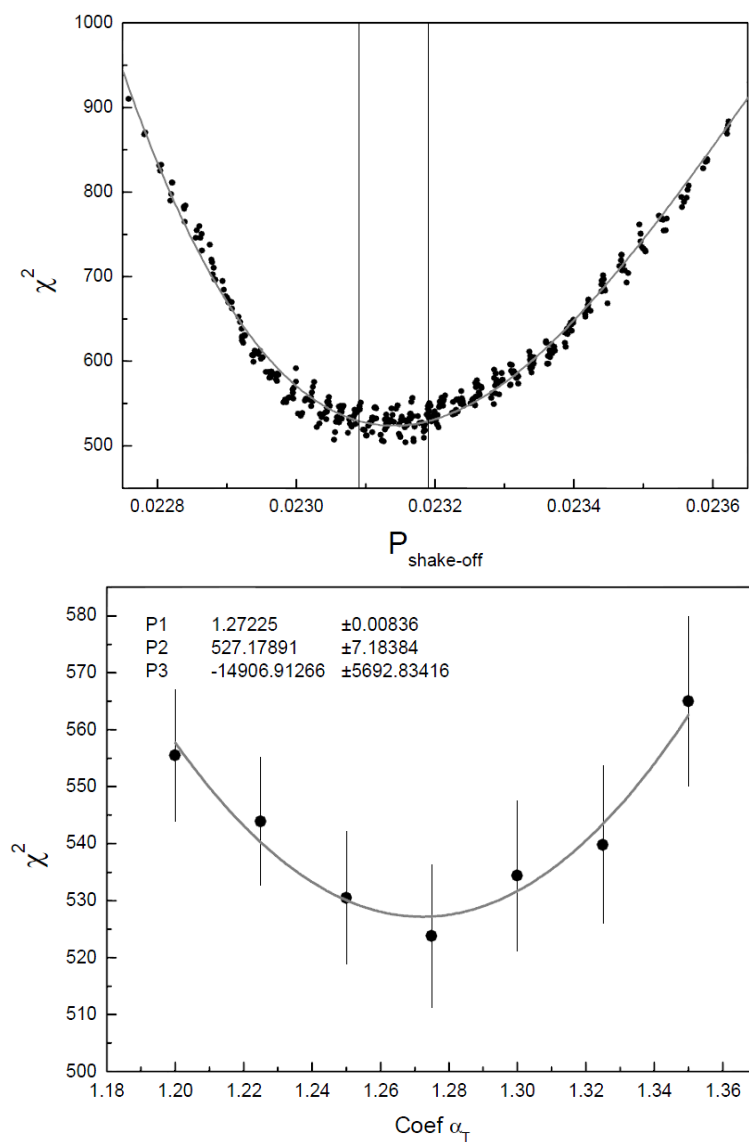


FIGURE V.10 – En haut : distribution du χ^2 en fonction de la probabilité de shakeoff lorsque la distance entre le centre du piège et le collimateur d'ions de recul est variée. Les deux barres délimitent la zone à $\pm 5 \times 10^{-5}$ de la valeur la plus probable de P_{so} . En bas : χ^2 obtenu en fonction du coefficient de température utilisé dans les simulations. Voir texte.

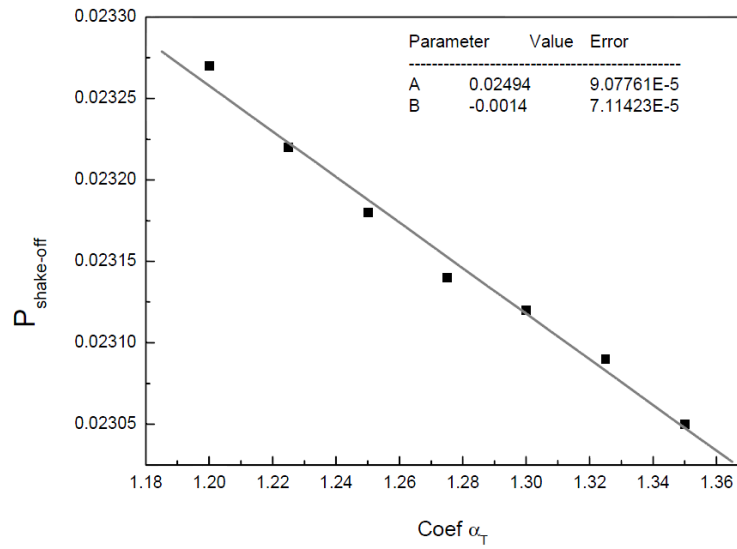


FIGURE V.11 – Dépendance linéaire de la probabilité de shakeoff à la valeur du coefficient de température.

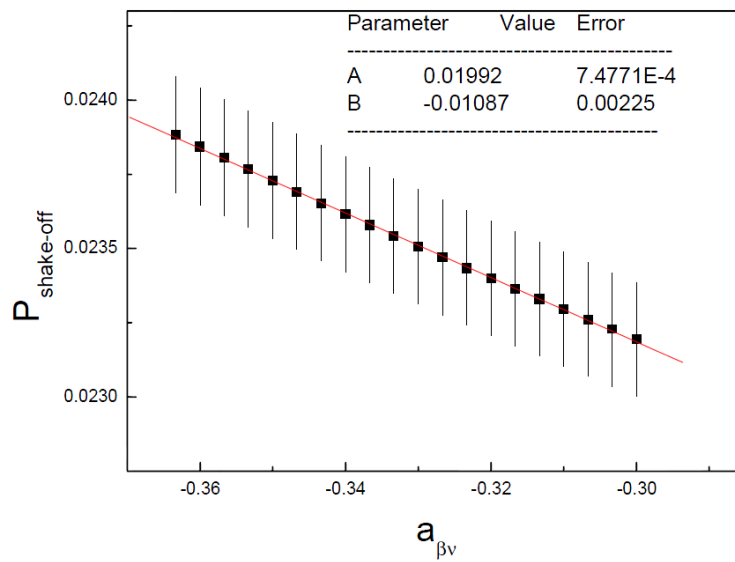


FIGURE V.12 – Dépendance de la probabilité de shakeoff à la valeur de $a_{\beta v}$.

une dégradation du χ^2 réduit est observée due à la présence plus probable de bruit de fond. Les erreurs systématiques dominantes sont résumées dans le tableau suivant :

Source	Corr. (10^{-5})	Error (10^{-5})	Methode
$a_{\beta\nu}$		4.0	[Glu98]
diffusion des β	39	4.0	GEANT4
Bruit de fond		3.5	analyse
E_β		1.7	analyse
Efficacité du détecteur d'ions	-9	1.2	analyse

Au total, une erreur systématique de 7×10^{-5} est obtenue en sommant quadratiquement chaque erreur estimée. En conclusion, une valeur de $P_{so}^{exp} = 2.339(35)_{stat}(7)_{sys}\%$ a été obtenue expérimentalement. Le résultat est en parfait accord avec le calcul théorique présenté dans le premier chapitre (voir section I.3). Cette première mesure de la probabilité de shakeoff dans la désintégration β de $l^6\text{He}^{1+}$ est un cas unique où ce système simple autorise une comparaison précise entre calcul et expérience dans le cadre de l'approximation soudaine [C⁺12].

V.2.2 Le cas de $l^{35}\text{Ar}^{1+}$

Nous discutons ici les résultats obtenus lors de l'expérience décrite à la section IV.2. Nous avons démontré le potentiel du dispositif LPCTrap à mesurer les probabilités de shakeoff et contraindre ainsi les modèles théoriques développés par les physiciens atomistes. L'étude de $l^{35}\text{Ar}^{1+}$ présente un double intérêt : il va permettre, en plus de tester le MS, de tester des modèles théoriques plus complexes que ceux décrivant le shakeoff de $l^6\text{He}^{1+}$.

V.2.2.1 Résultats

Après une calibration minutieuse des détecteurs (MCP, DSSSD, scintillateur) analogue à celle décrite dans [F⁺11], la contribution du bruit de fond est soustraite du spectre de temps de vol. Celui-ci est comparé aux simulations afin de déduire la contribution de chaque état de charge par intégration de chaque pic à l'aide d'un ajustement basé sur les simulations (voir fig. V.13). Ces dernières sont effectuées en prenant en compte :

- les corrections dites de Fermi dans la génération des événements,
- la rétrodiffusion des β sur le silicium à pistes,
- les fonctions de réponse des détecteurs,
- les conséquences du champ radiofréquence de piégeage sur la trajectoire des ions de recul.

Les simulations ont été réalisées en imposant $a_{\beta\nu} = 0.9004$ [STPT08] et pour une statistique de 5×10^5 .

Certains effets ayant pour conséquence d'augmenter l'incertitude sur les probabilités de shakeoff n'ont pas été pris en compte. En effet, il manque une étude minutieuse du nuage d'ions piégés, à savoir les caractéristiques spatio-temporelles du nuage d'ions dans la nouvelle géométrie du piège de Paul. Il serait aussi nécessaire de refaire une simulation avec des potentiels d'interaction aussi réalistes que possible et prenant en compte la charge d'espace du nuage, l'échange de charge avec le gaz tampon étant négligeable. De même, lors de la génération du nuage et des décroissances, les désintégrations vers des états excités suivis de l'émission de γ doivent être prises en compte dans le programme de simulation. Une simulation plus complète permettra entre autre de prendre en compte les diffusions des β sur le piège de Paul.

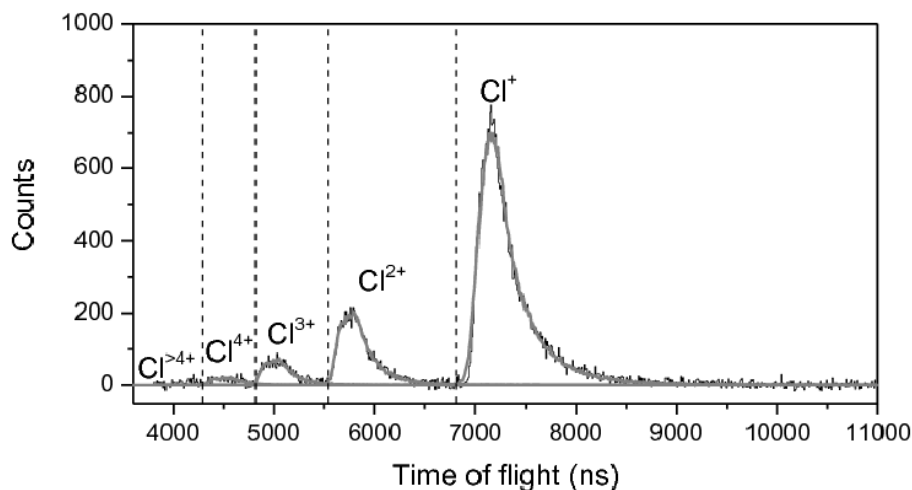


FIGURE V.13 – Spectres de temps de vol expérimental et simulé des différents états de charge des ions $^{35}\text{Cl}^{n+}$ issus de la décroissance de $^{35}\text{Ar}^{1+}$. Les droites en pointillé indiquent l'intervalle d'intégration de chaque pic pour la détermination des probabilités de shakeoff.

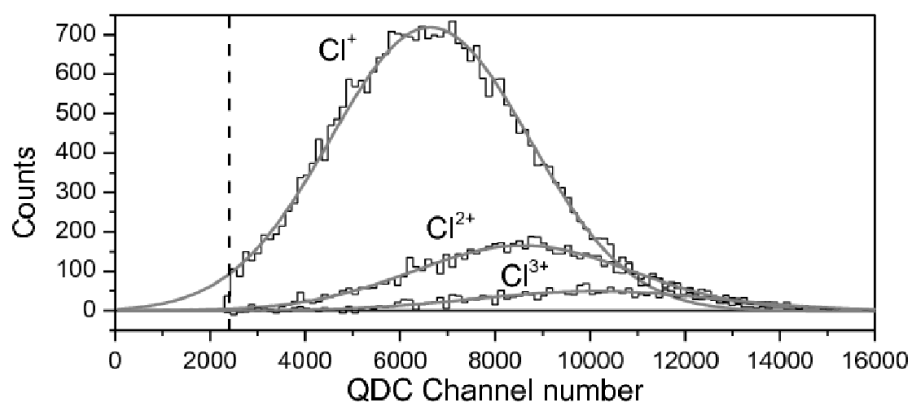


FIGURE V.14 – Ajustement gaussien des distributions de charge des ions de recul afin de déterminer la corrélation entre l'efficacité de la galette et la charge de l'ion de recul détecté. Le seuil est représenté en pointillé.

Les résultats obtenus sont les suivants (pourcentages obtenus en fonction de la charge pour une charge >0) :

- $1+ : 74.75 \pm 1.07 \%$
- $2+ : 17.24 \pm 0.44 \%$
- $3+ : 5.71 \pm 0.27 \%$
- $4+ : 1.58 \pm 0.21 \%$
- $5+ : 0.71 \pm 0.18 \%$

Ces pourcentages ont été corrigés de la dépendance à l'efficacité de détection de la charge dû à la présence d'un seuil (voir fig. V.14).

Afin de déterminer le pourcentage d'atome (Cl^{0+}), il faut considérer les événements pour lesquels seuls les β sont détectés (« singles »). Cette méthode nécessite une soustraction du bruit de fond très précise et une détermination du taux de coïncidences attendu. Ainsi, le taux de coïncidence mesuré au cours de l'expérience ne prend pas en compte les coïncidences dues aux neutres car l'efficacité de détection pour ces derniers est faible et mal connue. Le taux

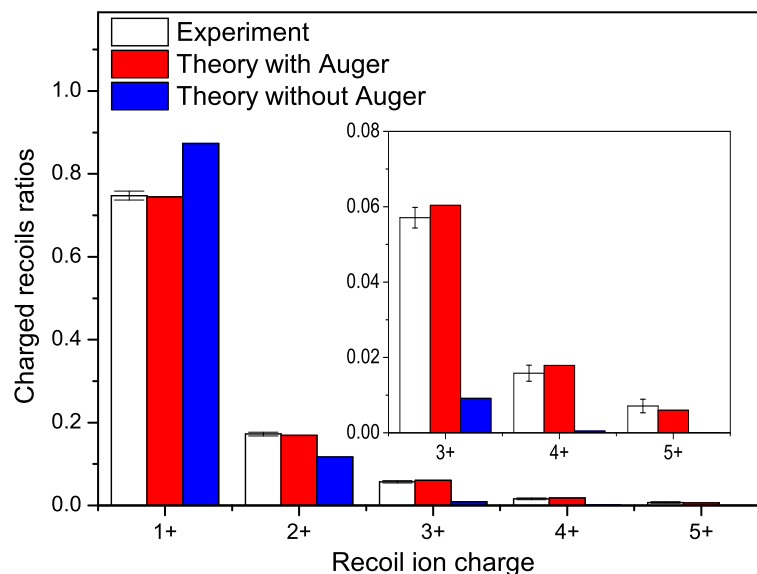


FIGURE V.15 – Comparaison entre les calculs théoriques et les résultats issus des données expérimentales

de coïncidences attendu au cours de l'expérience est déduit à l'aide de simulations incluant la dépendance de l'efficacité de la galette à la charge de l'ion. Finalement, nous trouvons $72.2 \pm 9.8 \%$ pour Cl^{0+} .

V.2.2.2 Comparaison à des calculs théoriques

En collaboration avec des théoriciens du laboratoire CELIA² de Bordeaux, une série de calculs théoriques a été réalisée en vue de déterminer les distributions d'états de charge. Dans ce type de système, il est très complexe de différencier les processus atomiques mis en jeu tels que le shakeoff, l'effet Auger, les mécanismes de première ionisation et d'excitation. Les calculs ont été effectués dans le cadre de l'approximation soudaine en utilisant une méthode Hartree Fock (HF), négligeant le shakeup, mais prenant en compte l'émission Auger (voir I.3).

Les calculs montrent que, sans la prise en compte de l'effet Auger, les populations d'états de charge ne peuvent être décrites correctement (voir tableau V.1) : la population de 1+ est sur-estimée tandis que l'abondance des taux d'états de charge $q \geq 3$ n'est pas expliquée. Ce résultat n'est pas surprenant puisque les processus Auger sont connus pour contribuer significativement à la production d'états de charge élevés. La prise en compte de l'effet Auger permet alors de décrire de façon satisfaisante les probabilités de shakeoff. Les résultats montrent un excellent accord et ont été soumis à publication [C⁺13].

Les simulations présentées dans cette section ne sont pas suffisantes pour extraire la valeur de $\alpha_{\beta\nu}$. En effet, il faut traiter de façon plus rigoureuse la diffusion des électrons (voir section V.1.4.2), ce qui n'est pas le cas ici. De plus, certaines améliorations dans la simulation du champ radiofréquence (écart par rapport à un comportement sinusoïdale) et certains détails fins de la géométrie du dispositif (nouveau piège de Paul notamment) doivent être pris en compte. Une

2. UMR5107, www.celia.u-bordeaux.fr

Charge	Exp. results (%)	Avec Auger (%)	Sans Auger (%)
1	74.75 ± 1.07	74.44	87.37
2	17.24 ± 0.44	16.91	11.66
3	5.71 ± 0.27	6.04	0.91
4	1.58 ± 0.21	1.79	0.05
>4	0.71 ± 0.18	0.82	<0.002

Tableau V.1 – Probabilités de shakeoff obtenues avec ou sans prise en compte de l’effet Auger dans les calculs théoriques.

première approche de l’ensemble de ces paramètres est considérée dans la simulation décrite dans la section suivante.

V.3 Détermination expérimentale de $a_{\beta\nu}$

La valeur de $a_{\beta\nu}$ est déduite par ajustement du spectre en temps de vol expérimental avec des simulations réalisées pour deux valeurs différentes de $a_{\beta\nu}$. Les simulations doivent prendre en compte tous les effets systématiques qui affectent la mesure expérimentale tels que :

- l’évolution spatio-temporelle du nuage d’ions,
- l’influence de la RF sur la trajectoire des ions de recul,
- le positionnement précis des détecteurs par rapport au centre du piège,
- la contribution des décroissances hors-piège ainsi que la diffusion des électrons autour du système de détection.

L’analyse des données de l’expérience de 2006 [F⁺11] a montré une forte dépendance entre l’estimation de $a_{\beta\nu}$ et la température du nuage. Afin de limiter l’erreur systématique relative faite sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$ à un niveau inférieure à 2%, une campagne de mesure de la température du nuage a été réalisée hors-ligne avec une source d’ions de ${}^6\text{Li}^{1+}$. Elle a permis de valider la simulation réalisée mais l’erreur finale obtenue sur la valeur de température, 6.5%, représente toujours l’erreur systématique la plus importante sur la valeur de $a_{\beta\nu}$ ($6.8 \cdot 10^{-3}$) [F⁺11]. Pour réduire de façon drastique cette contribution, il a été montré que le front de montée du spectre de temps de vol pouvait contraindre la température des ions car il est faiblement dépendant de la valeur de $a_{\beta\nu}$ [V⁺10]. Par contre, il existe une forte dépendance à la température du nuage et à l’incertitude sur la distance entre la source d’ions et le détecteur d’ions de recul. Une minimisation du χ^2 doit être réalisée en variant simultanément ces deux paramètres.

Comme décrit précédemment, notre méthode allie GEANT4 pour le traitement de la propagation des électrons (permettant ainsi la prise en compte de la diffusion des β) et SIMION pour le traitement des ions dans l’environnement électrique.

Nous pouvons distinguer les étapes suivantes :

1. Dans un premier temps, le générateur d’événements est utilisé pour produire trois fois plus d’événements que la statistique expérimentale ($1.2 \cdot 10^6$ coïncidences) afin de pouvoir négliger l’erreur statistique de la simulation devant celle de l’expérience. Ceci permet une estimation fiable de $a_{\beta\nu}$ [Vel11]. Il faut également générer un ensemble de conditions initiales pour le nuage avec plusieurs valeurs de C_T . Il est clair qu’il faut générer des lots de données simulées pour chaque population d’ions (${}^6\text{Li}^{2+}$ et ${}^6\text{Li}^{3+}$). Cependant, le rapport entre les deux états de charge implique qu’il n’est pas nécessaire de générer la

même statistique. L'état de charge $q = 3$ est simulé avec 10 fois moins de statistique que le 2^+ .

2. Les événements issus du générateur sont ensuite utilisés dans GEANT4 de la manière suivante :
 - les ions de recul sont échantillonnés dans un angle solide choisi suffisamment large pour tenir compte d'une possible refocalisation par le champ RF des ions vers le détecteur,
 - l'électron est propagé dans GEANT4, permettant ainsi de prendre en compte une possible diffusion,
 - la position du β ainsi que l'énergie déposée dans le silicium et le scintillateur sont enregistrées de même que les caractéristiques cinématiques de l'ion de recul associé,
 - à ce stade, les dimensions du silicium sont augmentées de 1mm de chaque côté dans le plan de détection pour permettre une étude de l'effet systématique lié à l'incertitude de sa position dans le plan transverse.

Les particules issues d'une même décroissance sont étiquetées afin de ne pas perdre la correspondance entre β et ions de recul.

3. Les ions de recul retenus sont ensuite propagés dans la partie 3D (voir figure V.4) et les observables positions, énergie et direction des ions sont enregistrées dans un plan correspondant à l'entrée du collimateur. Dans cette partie, l'influence du champ RF de piégeage sur la trajectoire des ions de recul est prise ainsi en compte (voir section V.3.1).
4. La dernière étape de la propagation des ions est faite dans la partie 2D (voir figure V.5). Les observables suivantes : ToF (temps de vol), positions (x, y, z) et vitesses (V_x, V_y, V_z) sont enregistrées dans le plan de détection de la galette à microcanaux.
5. Enfin, l'ensemble des données simulées est corrigé du seuil de détection en énergie du scintillateur qui est de 400 keV.
6. Finalement, les données simulées sont regroupées par valeur de coefficient de température et par valeur du coefficient de corrélation angulaire inclu dans la cinématique des décroissances. La probabilité de shakeoff ayant été mesurée (voir section V.2.1.1), la proportion de ${}^6\text{Li}^{3+}$ est directement incluse dans les simulations.

V.3.1 Influence de la RF sur les spectres en temps de vol

Les ions sont accélérés ou ralentis suivant la phase du champ RF de piégeage appliqué sur les ions. Nous observons un élargissement des distributions de temps de vol de l'ordre de 15 à 20 ns (voir fig. V.16). L'élargissement mis en évidence dans les temps de vol les plus courts est également présent dans la partie basse énergie. Il est donc très important de le prendre en compte puisque cette partie du spectre est la plus sensible à la valeur de $\alpha_{\beta\nu}$ (voir fig. V.17).

V.3.2 Influence de la diffusion des électrons

Comme indiqué précédemment, il est indispensable de maîtriser la diffusion des électrons. En effet, les distributions d'électrons diffusés ne sont pas homothétiques (voir fig. V.18) aux distributions des électrons non diffusés. Elles doivent donc être décrites de la façon la plus réaliste possible car une erreur sur le taux d'électrons diffusés a une grande influence sur le spectre en temps de vol des ions comme démontré par la figure V.19. GEANT4 est un outil bien adapté pour prendre en compte cet effet. La proportion de particules β diffusées obtenue est $\sim 4\%$ et est cohérente avec ce qui avait été obtenu dans les simulations de Ph. Velten [Vel11].

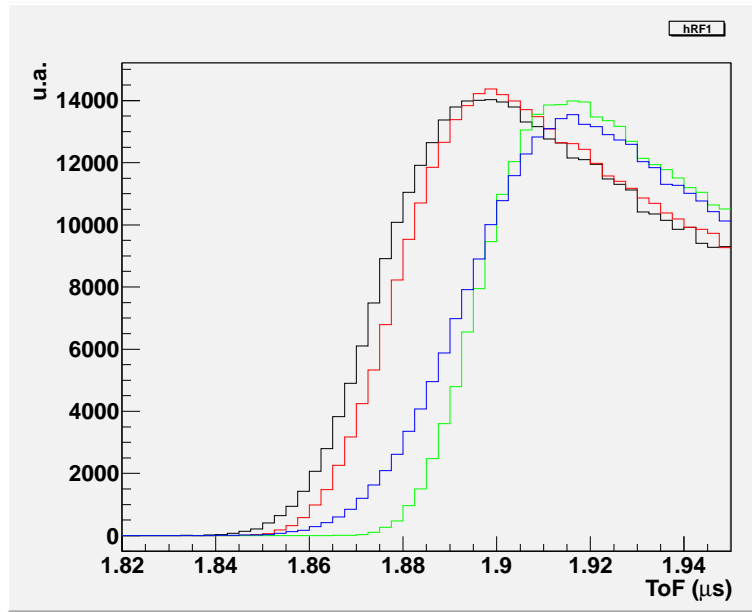


FIGURE V.16 – Illustration de l'influence du champ RF sur le temps de vol des ions. Temps de vol correspondant à, en noir : $\varphi \in [0 - \pi/2]$, en rouge : $\varphi \in [\pi/2 - \pi]$, en vert : $\varphi \in [\pi - 3\pi/2]$, en bleu : $\varphi \in [3\pi/2 - 2\pi]$

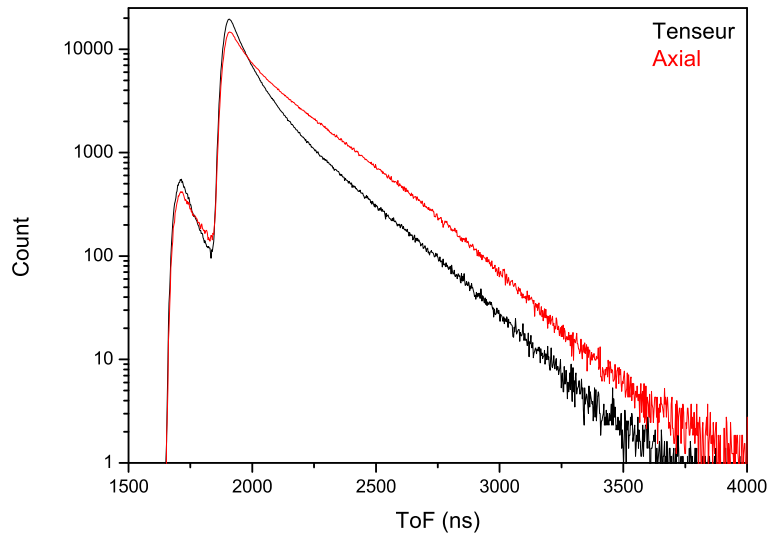


FIGURE V.17 – Spectres simulés pour $\mathbf{a}_{\beta\nu} = \mathbf{a}_{MS}$ et $\mathbf{a}_{\beta\nu} = \mathbf{a}_{\text{tenseur}}$. Nous remarquons que les fronts de montée des distributions des deux états de charge dépendent peu de la valeur de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$.

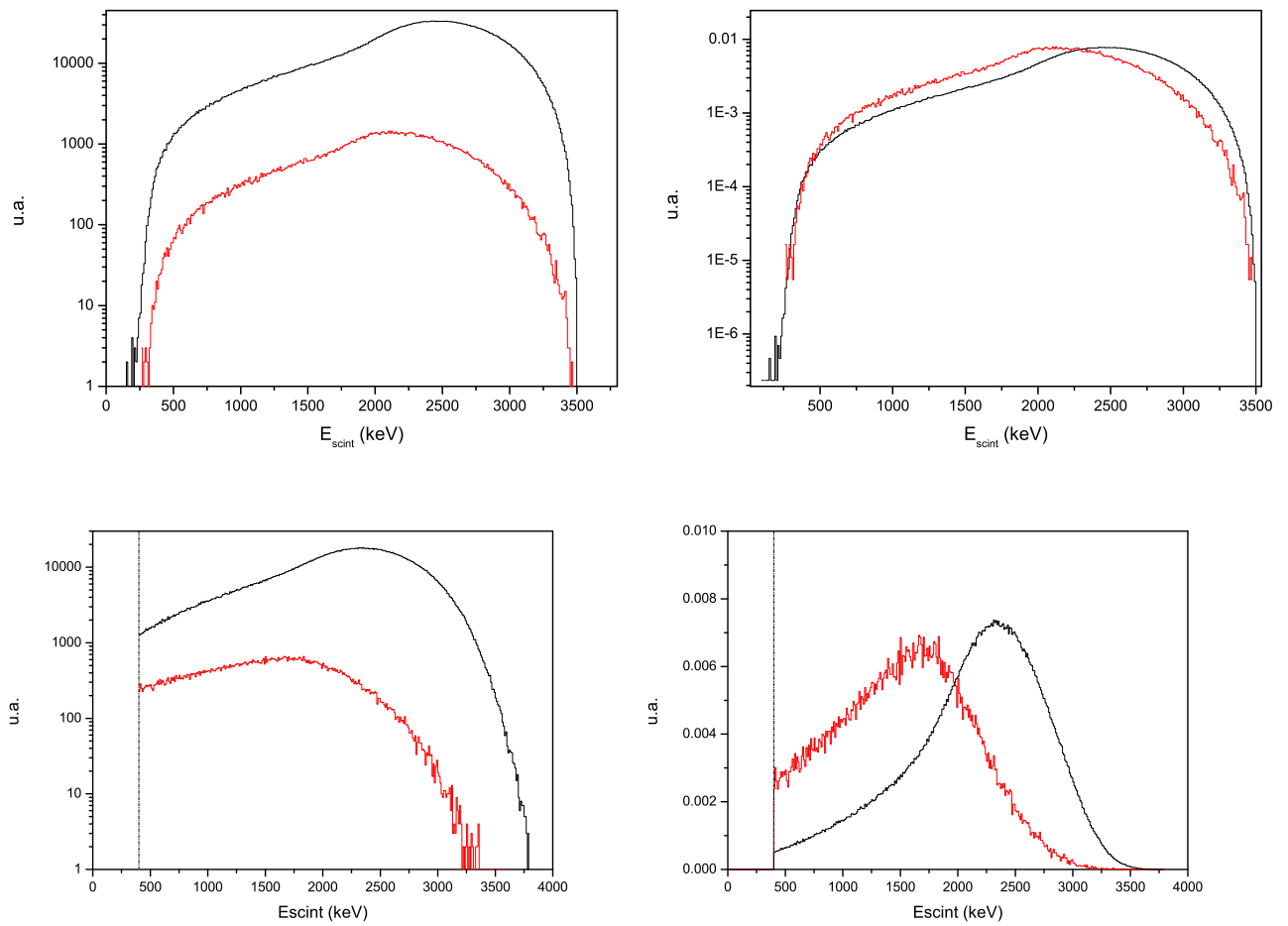


FIGURE V.18 – En haut à gauche : énergie initiale de l'ensemble des électrons et des électrons diffusés (en rouge) ; à droite, idem pour les distributions normalisées. Nous pouvons remarquer que les électrons diffusés sont à plus basse énergie comme discuté à la section V.1.4.2. En bas à gauche, énergie des électrons simulée dans le scintillateur : en rouge, électrons diffusés, en noir, ensemble des électrons ; à droite : idem pour les distributions normalisées à leur intégrale.

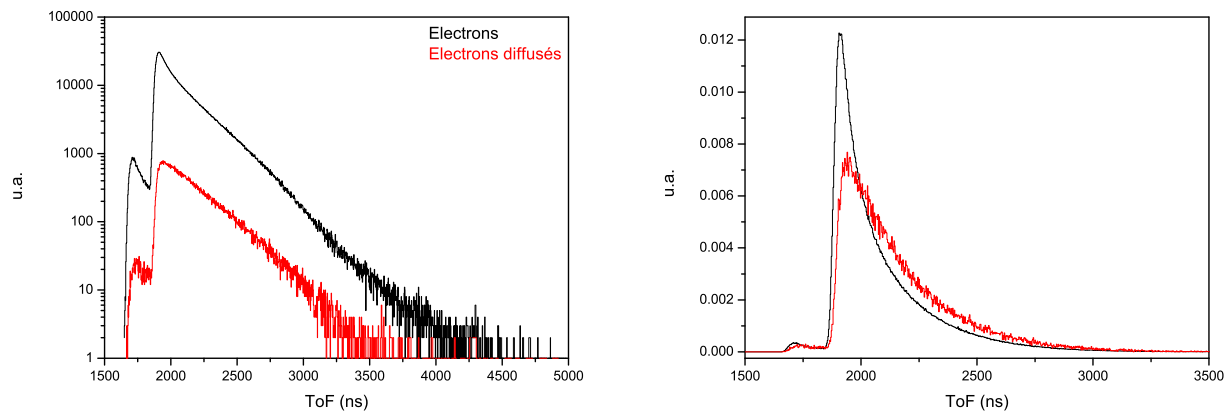


FIGURE V.19 – Distribution du temps de vol des ions en coïncidence avec les électrons diffusés (rouge) et avec l'ensemble des électrons (noir). A droite, les deux distributions ont été normalisées.

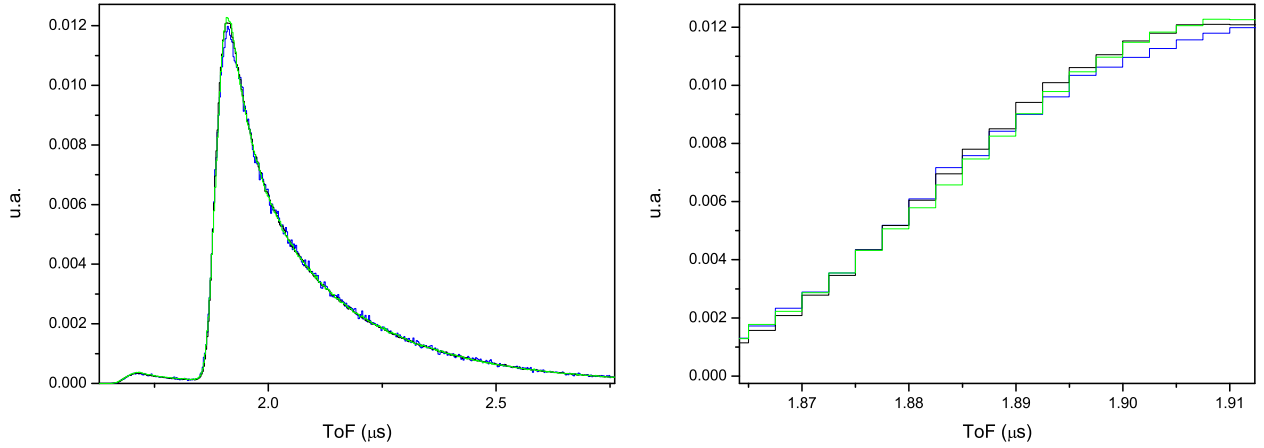


FIGURE V.20 – Spectres simulés pour différents coefficients de température. Un zoom de la partie la plus sensible à ce coefficient est représenté par la figure de droite.

V.3.3 Influence du coefficient de température C_T

Le coefficient C_T a une influence sensible sur le front de montée des spectres en temps de vol (voir figure V.20). Lorsque le coefficient de température est plus grand, la distribution en temps de vol est plus large. Ceci est dû à l'élargissement spatiale de la source qui induit de plus grandes fluctuations sur le vertex initial de la décroissance. Cet effet est particulièrement mis en évidence sur la figure V.21 où l'excès d'événements au sommet du pic du spectre de temps de vol observé pour $C_T = 1.275$ disparaît progressivement lorsque l'on augmente la valeur du coefficient à 1.5 puis 1.6. Les spectres expérimentaux et simulés ont simplement été normalisés par leur intégrale.

Corrélativement, nous observons un meilleur accord entre les données expérimentales et la simulation comme mis en évidence par les distributions des résidus normalisés. Cependant, un désaccord persiste au niveau du recouvrement des distributions des deux états de charge. Notons que la valeur théorique du shakeoff a été utilisée pour déterminer la statistique de l'état de charge $q = 3$.

V.3.4 Comparaison avec les données expérimentales (préliminaire)

Une détermination précise de $a_{\beta\nu}$ nécessite une étude systématique de l'influence liée aux incertitudes sur la position et éventuellement l'orientation des détecteurs. Une étude systématique des distributions spatio-temporelles de la source est aussi indispensable. Jusqu'à présent, cette étude n'a pas encore pu être menée à bien. Nous montrons ici les premiers résultats obtenus avec la simulation décrite précédemment. Pour cela nous nous mettons dans des conditions où nous supposons que la géométrie telle que définie dans la simulation est en parfait accord avec le dispositif réel utilisé dans l'expérience. Nous reviendrons par la suite sur ce point (voir section V.3.4.1). Nous allons donc nous concentrer uniquement sur l'influence de C_T et sur la valeur du shakeoff.

C'est sur la base des valeurs de χ^2 du tableau V.2 que la valeur de $C_T = 1.5$ a été choisie pour illustrer les premiers résultats de la simulation. La figure suivante V.22 montre la comparaison entre les résultats de la simulation pour la valeur de $a_{\beta\nu} = a_{MS}$ et les données expérimentales après soustraction de l'ensemble des bruits de fond discuté précédemment (voir section IV.1.3.3). Notons que les spectres simulés ont été normalisés au nombre d'événements

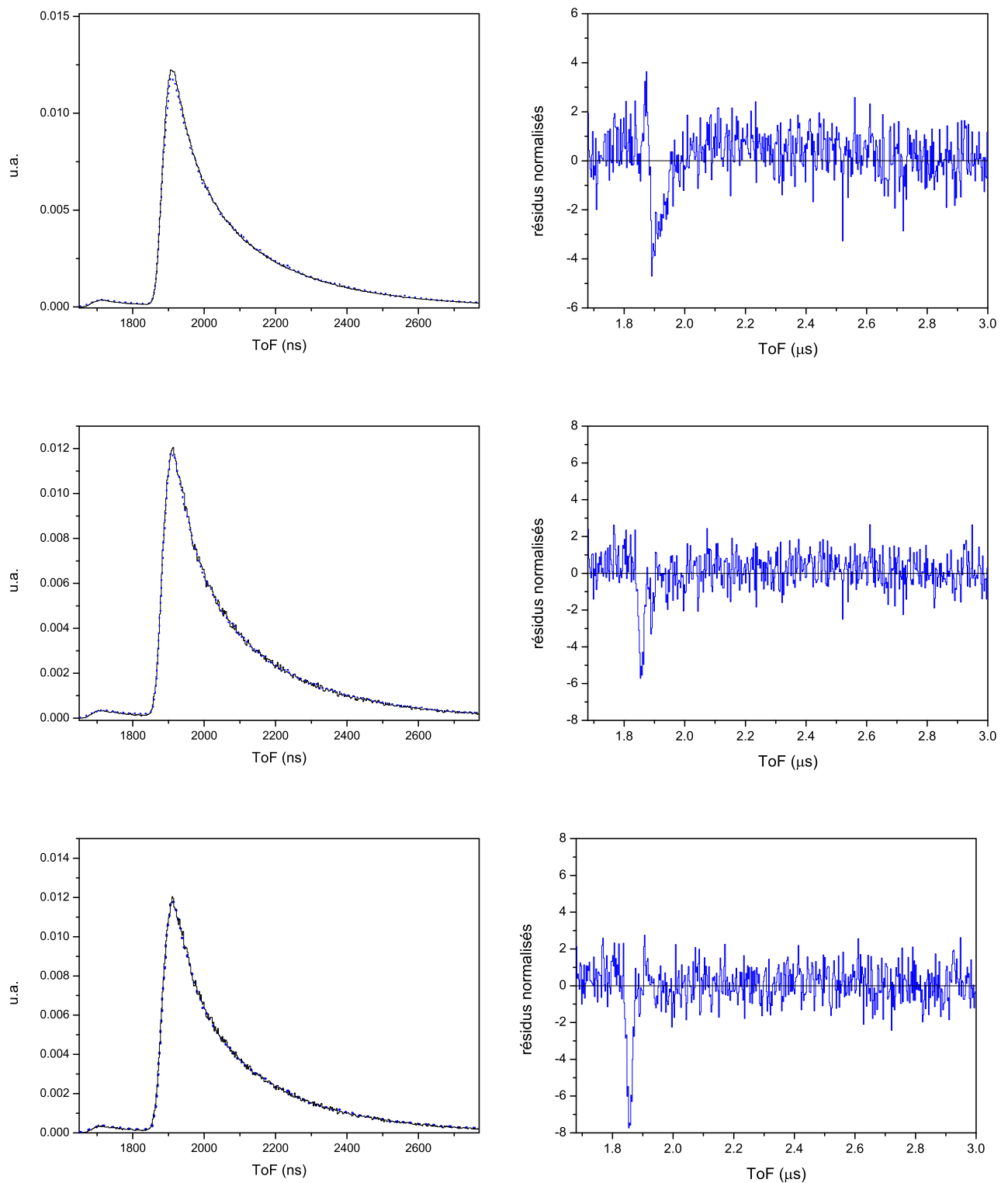


FIGURE V.21 – Gauche : spectres de temps de vol expérimental comparé à des spectres simulés pour différents coefficients de température ; à droite : résidus normalisés associés. En haut : $C_T = 1.275$, au milieu : $C_T = 1.5$, en bas : $C_T = 1.6$.

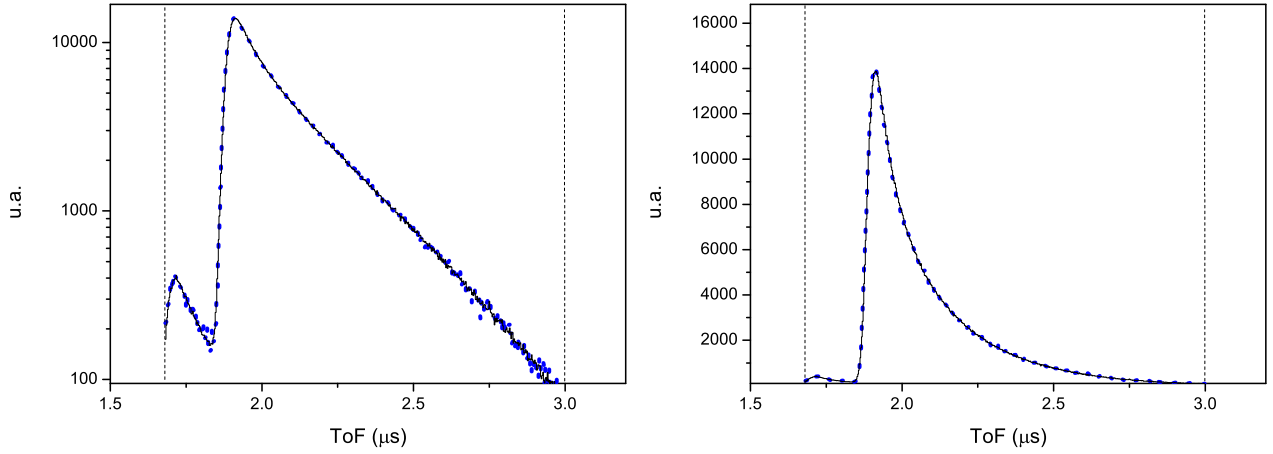


FIGURE V.22 – Spectres de temps de vol. Points (données expérimentales), histogramme (noir pour $C_T = 1.5$ pour une valeur de $\mathbf{a}_{\beta\nu} = \mathbf{a}_{SM}$). A gauche : échelle logarithmique, à droite : échelle linéaire. Les barres verticales correspondent aux limites imposées pour l'ajustement.

C_T	χ^2/ndf
1.3	1.146
1.5	1.095
1.6	1.161

Tableau V.2 – Tableau des valeurs de χ^2 obtenues en fonction de différentes valeurs de C_T .

total de l'expérience (1.1810^6 événements). Rappelons que la simulation a été réalisée avec trois fois plus de statistique.

Afin d'illustrer la sensibilité du spectre de temps de vol à la valeur de P_{so} , nous montrons sur la figure V.23 l'évolution du χ^2 en fonction de la probabilité de shakeoff. Nous remarquons que la valeur de P_{so} obtenue qui minimise le mieux le χ^2 ne correspond pas à la valeur théorique. De plus, la distribution du χ^2 obtenue est très large par comparaison à celle présentée dans la figure V.10 (haut).

La figure V.24 présente la distribution des résidus normalisés associée au χ^2 de la figure V.23. La différence majeure observée dans cette figure correspond à l'intersection entre les deux états de charge. Cette déviation est encore inconnue. Nous avons cependant conservé cette valeur de P_{so} pour explorer l'influence de l'introduction d'une contribution tenseur dans le spectre en temps de vol.

Nous obtenons le résultat de la figure V.25 qui présente l'évolution du χ^2 en fonction du pourcentage de courant tensoriel ajouté au courant axial. Le χ^2 minimum se situe dans la région non physique correspondant à une valeur négative de courant tensoriel. Cette valeur conduit à $\mathbf{a}_{\beta\nu} = -0.353$. Là aussi, la distribution obtenue est très large.

Dans la prochaine section, nous utilisons les observables de contrôle sur les distributions en position des particules détectées dans les détecteurs de l'ion de recul et du β pour tenter de comprendre la raison du problème.

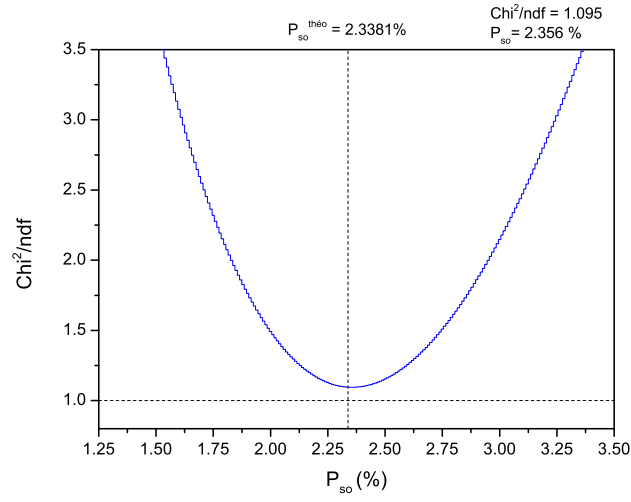


FIGURE V.23 – Evolution du χ^2 issue de la comparaison entre la simulation ($C_T = 1.5$) et les données expérimentales en fonction de la probabilité de shakeoff appliquée.

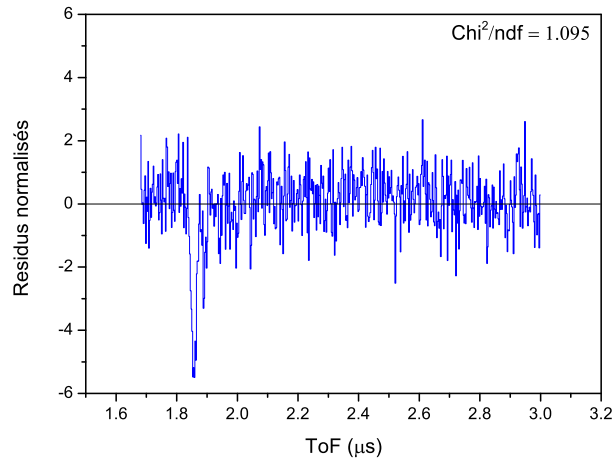


FIGURE V.24 – Distribution des résidus normalisés correspondant au meilleur χ^2 de la figure V.23. En insert, nous indiquons la valeur du χ^2 par degré de liberté (ici ndf=528).

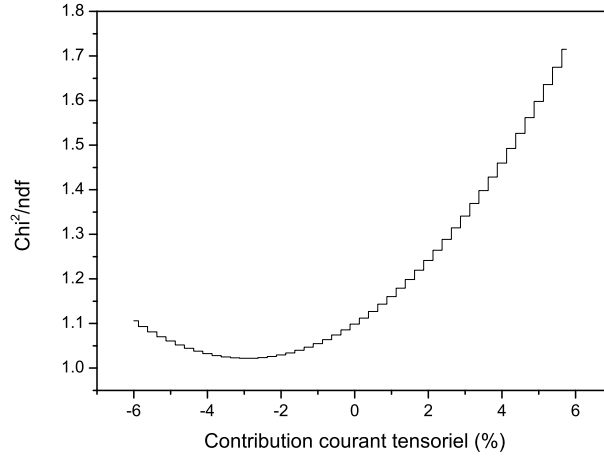


FIGURE V.25 – Evolution du χ^2 issue des simulations pour $C_T = 1.5$ en fonction du pourcentage de terme tenseur ajouté au terme axial.

V.3.4.1 Observables de contrôles

La figure V.26 montre une comparaison entre les simulations et les données expérimentales dans le plan du détecteur des particules β . Bien que l'accord en Z soit bon, nous observons des différences notables dans la direction Y dont une déviation systématique pour les $Y > 0$.

De la même façon, la figure V.27, qui concerne les ions de recul, montre des déviations systématiques et importantes dans les deux directions du plan de détection. Il est fort possible que ce désaccord soit à l'origine des résultats présentés. Il sera donc nécessaire d'étudier en détail de possibles différences de la géométrie idéale implantée dans la simulation et la géométrie réelle de l'expérience. Ce type d'étude nécessite énormément de simulations et de contrôles. En particulier, une analyse systématique de l'ensemble des coupures géométriques appliquées est indispensable pour arriver à un résultat satisfaisant. Malheureusement, cette étude n'a pas pu être menée jusqu'à son terme au cours de cette thèse.

V.3.5 Conclusions

Les premiers résultats de l'analyse finale sont somme toute décevants, car les premières simulations réalisées pour extraire le pourcentage de shakeoff nous laissaient à penser qu'il n'y avait pas de problème majeur dans notre approche du dispositif expérimental. Il est maintenant clair que l'augmentation de la statistique dans les données simulées rend celles-ci particulièrement sensibles à l'ensemble des paramètres expérimentaux qu'il faut maîtriser avec une très grande précision pour minimiser les conséquences des effets systématiques sur la valeur finale extraite de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$. Il est impératif de pouvoir contrôler des paramètres tels que la position des détecteurs, de possibles effets de bords dans les détecteurs, les conditions initiales de la source au sein du piège du Paul utilisant un champ RF de piégeage (déviations de ce champ par rapport à un cas sinusoïdale parfait). Ces types de déviations peuvent induire un biais significatif sur la détermination de $\mathbf{a}_{\beta\nu}$.

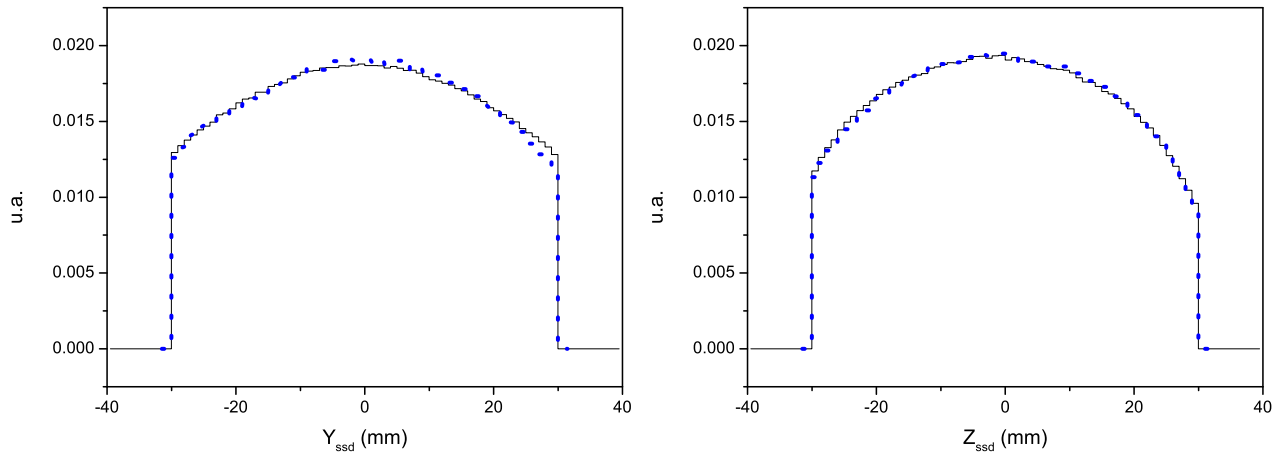


FIGURE V.26 – Comparaison entre les positions finales dans le plan du détecteur β des données simulées avec $C_T = 1.5$ et expérimentales. Points : données expérimentales, Trait plein : simulations.

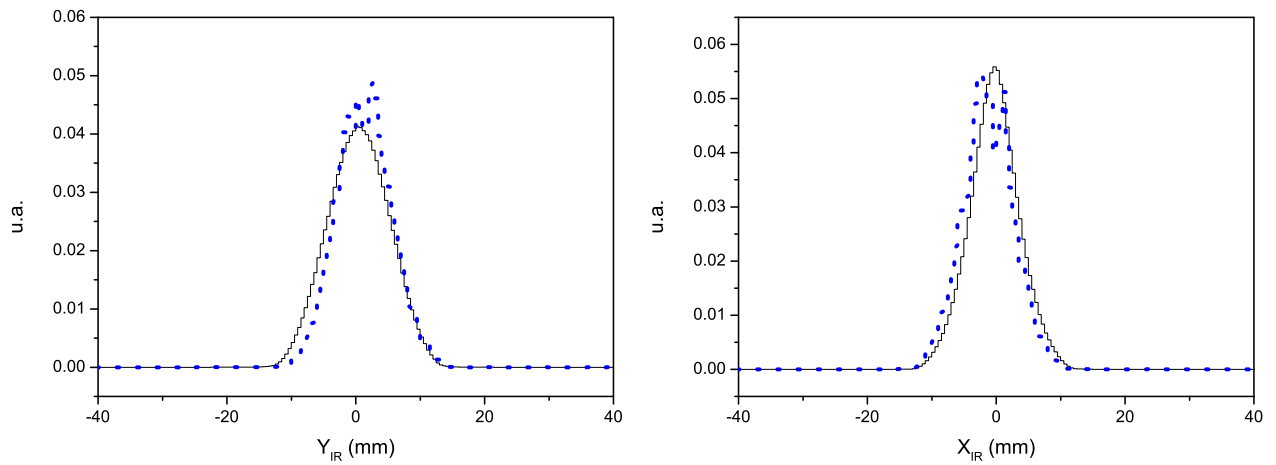


FIGURE V.27 – Comparaison entre les positions finales dans le plan du détecteur d'ions de recul des données simulées et expérimentales. Points : données expérimentales, Trait plein : simulations.

Chapitre VI

Au delà de l' ^6He - Prospectives

VI.1 Evolution de la ligne LPCTrap

Jusqu'à maintenant, ce sont les mesures de $a_{\beta\nu}$ qui permettent de poser les limites les plus strictes sur l'existence de couplages tensoriels ou scalaires (7% de S et 9% de T). Ces limites laissent, pourtant, encore de la place à une amélioration significative des contraintes si la précision sur $a_{\beta\nu}$ est améliorée. De surcroît, la mesure de $a_{\beta\nu}$ dans les transitions miroirs permet de déterminer le paramètre de mélange ρ afin de tester l'hypothèse CVC et d'effectuer une nouvelle estimation du terme Vud de la matrice CKM (voir chapitre I). Par conséquent, les paramètres propres à la transition étudiée et à l'isotope radioactif tels que la demi-vie, le rapport d'embranchement ainsi que la masse de l'isotope doivent être mesurés aussi très précisément. L'ensemble de ces contraintes est pris en compte dans les modifications envisagées de la ligne LPCTrap et constitue le sujet des sections suivantes.

VI.1.1 Nouvelle chambre de mesure et système à multi-détecteur

Vouloir atteindre une telle précision sur $a_{\beta\nu}$ (10^{-3}) nécessite plusieurs améliorations et développements [Fl612] de la ligne tels que :

- un angle solide de mesure aussi large que possible avec l'utilisation de détecteurs simples et rapides associés à un système d'acquisition dont le temps mort est négligeable,
- une chambre étudiée de façon à pouvoir installer jusqu'à 6 modules de détection, placés autour du piège, permettant d'améliorer l'angle solide actuel d'un ordre de grandeur (voir fig. VI.1) et de gagner un ordre de grandeur sur la collection de données,
- à plus long terme, l'utilisation de noyaux polarisés rendrait possible la mesure d'autres coefficients de corrélations tels que A (voir section I.2.1). Ce coefficient est sensible à la violation de la parité et il permet, dans certains cas, de déduire ρ avec une plus grande précision que $a_{\beta\nu}$ [NCS09b].

La nouvelle chambre de mesure pourrait dès son installation être testée avec les faisceaux d'ores et déjà disponibles sur LIRAT ($^6\text{He}^{1+}$, $^{35}\text{Ar}^{1+}$, $^{19}\text{Ne}^{1+}$). Cela permettrait, en outre, d'améliorer la précision sur la mesure de $a_{\beta\nu}$ dans ces transitions.

VI.1.2 Spectromètre de masse

Une nouvelle source de production est actuellement en test au GANIL et devrait permettre la production de nombreux faisceaux radioactifs (voir tableau VI.1) avant l'installation du

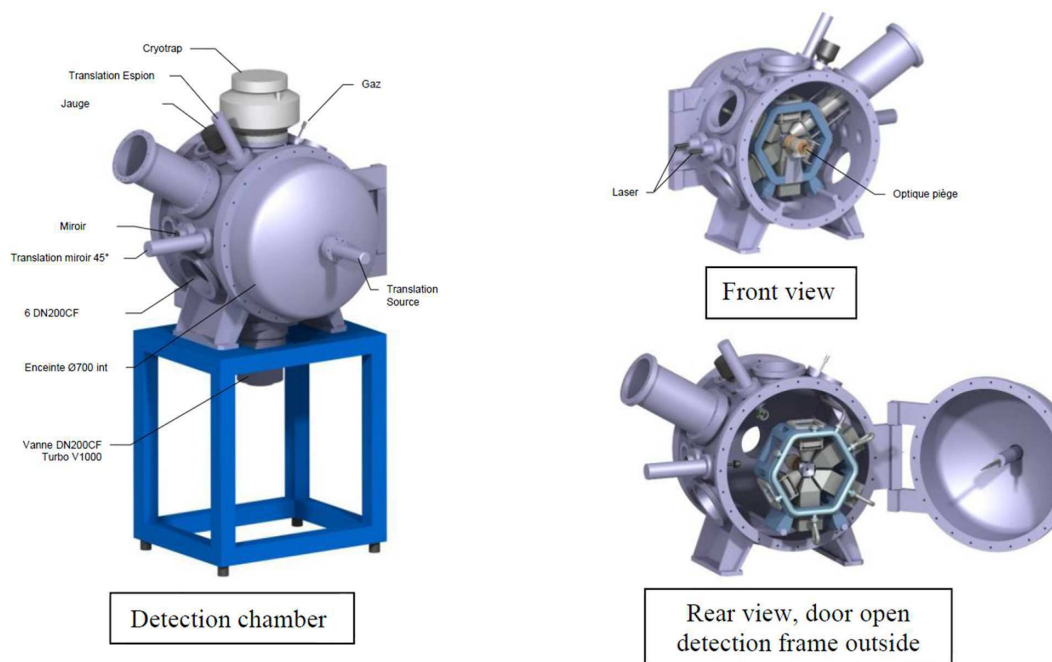


FIGURE VI.1 – Représentation de la chambre de mesure sous différentes vues.

Isotope	Intensité (pps)	Situation	Type de la transition	Valeur de $\alpha_{\beta\nu}$	Fraction de Fermi
^6He	2×10^8	Disponible	Pure GT	-1/3	0
^{19}Ne	1.5×10^8	Disponible	Miroir	0.0435	0.28
^{21}Na	7.3×10^8	Test	Miroir	0.5587	0.67
^{23}Mg	$> 2.7 \times 10^7$	Test	Miroir	0.6967	0.77
^{33}Cl	$\sim \times 10^7$	Test	Miroir	0.8848	0.91
^{34}Cl	4.1×10^7	Test	Pure Fermi	1	1
^{35}Ar	4×10^7	Disponible	Miroir	0.9004	0.93
^{37}K	1.2×10^8	Test	Miroir	0.658	0.74

Tableau VI.1 – Intensités des isotopes déjà disponibles ou en test à SPIRAL. Le type de la transition, la valeur de $\alpha_{\beta\nu}$ et la fraction de Fermi sont également indiqués.

dispositif LPCTrap sur la ligne DESIR¹ de SPIRAL2.

L'utilisation d'une source non sélective (décrite en section VI.2.1.4) rend nécessaire l'utilisation d'un spectromètre de masse de pouvoir de séparation de l'ordre de 10^4 permettant de séparer les isobares. Le RFQ utilisé sur la ligne LIRAT permet de former des paquets d'ions de largeur ~ 100 ns tout à fait adaptés à un couplage avec un spectromètre à temps de vol de type Multi Reflection, MR-ToF-MS (voir fig. VI.2). Ce dernier est un piège électrostatique constitué de deux miroirs. Il permet par aller et retour entre ces derniers de séparer les différentes populations du paquet par temps de vol en l'espace de quelques ms. Le paquet d'ions ainsi purifié est alors envoyé dans un second RFQ où les paquets sont accumulés pendant un temps plus grand correspondant au temps de mesure dans la chambre. Le fait d'accumuler jusqu'à 10^4 ions dans le premier RFQ pendant des cycles très courts à une fréquence de l'ordre de 1 kHz, permet d'avoir moins de pertes dues à la charge d'espace ou à l'échange de charge avec le gaz tampon utilisé pour refroidir les ions. De même, le fait que les ions soient déjà refroidis lors de

1. Désintégration, Excitation et Stockage des Ions Radioactifs

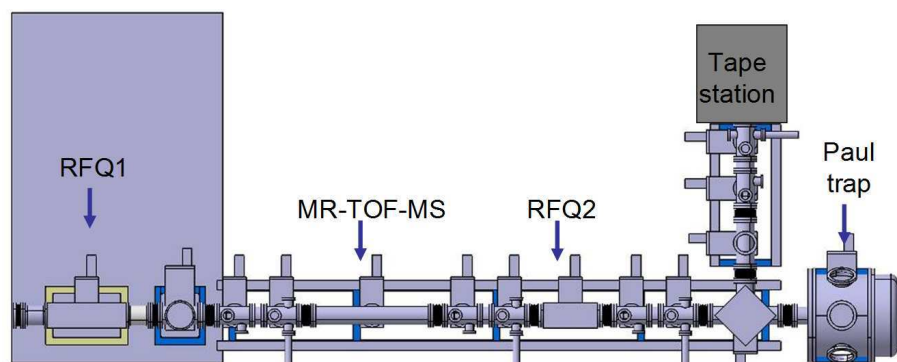


FIGURE VI.2 – Illustration de l'ensemble du nouveau dispositif. De gauche à droite : le premier RFQ suivi du MR-TOF-MS, le second RFQ, une seconde ligne verticale contenant un dérouleur de bande, puis la chambre de mesure des corrélations angulaires.

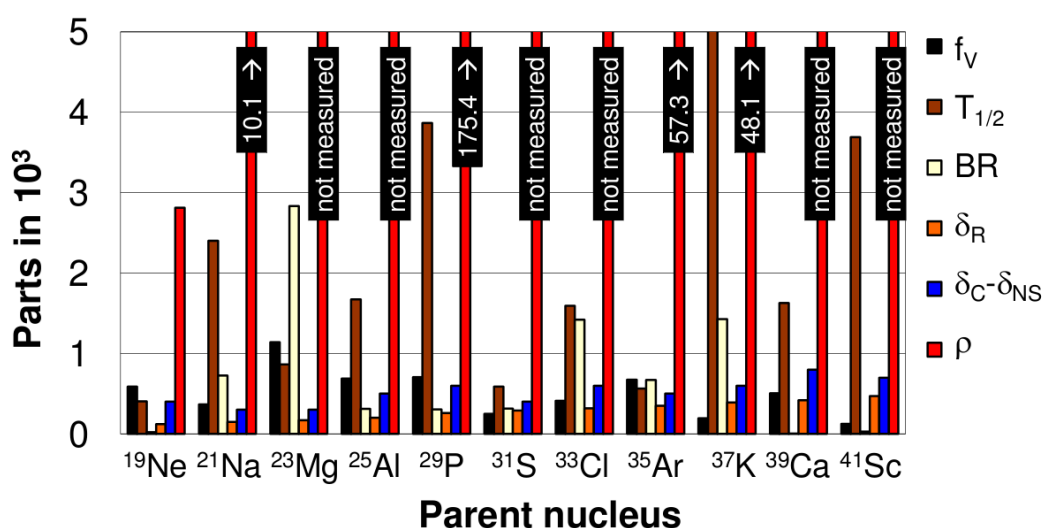


FIGURE VI.3 – Précision relative des paramètres impliqués dans la détermination de V_{ud} pour 11 transitions miroirs (adapté et mis à jour depuis [STPT08]).

leur injection dans le second RFQ permet d'utiliser une pression de gaz plus faible réduisant à nouveau les pertes par échange de charge. Le second RFQ permettra d'accumuler $\sim 10^6$ ions dans un nouveau paquet, ce qui reste inférieur à la capacité théorique du piège (voir section III.2.4). Même dans les cas où il n'est pas nécessaire d'utiliser le MR-TOF-MS, l'association de deux RFQ permet d'améliorer les performances en terme de transmission de l'ensemble du dispositif. C'est le cas en particulier pour les gaz rares produits par l'actuelle source ECR.

VI.1.3 Le dérouleur de bande : mesures de périodes de demi-vie et de rapports d'embranchement

Dans le cadre des mesures visant au test de CVC et à la mesure de V_{ud} , il est essentiel de connaître précisément les paramètres intrinsèques à la transition étudiée : $T_{1/2}$, BR , Q_β pour les paramètres expérimentaux, en plus des corrections théoriques. Ainsi, une des améliorations possibles de la ligne LPCTrap est d'ajouter une extension dédiée aux mesures de temps de demi-vie et de rapports d'embranchement. Pour certains isotopes, ce sont ces paramètres qui affectent le plus la précision de la mesure de V_{ud} (voir fig. VI.3).

Un ensemble de scintillateurs et de détecteurs germanium serait placé autour d'une bande

d'implantation et permettrait d'améliorer leur précision simultanément à la mesure des corrélations angulaires $\beta - \nu$ sur la ligne principale. Le placement des détecteurs serait tel qu'un large angle solide soit couvert autour de la bande. Durant une période unique de faisceau, deux mesures complémentaires pourront alors être faites.

VI.2 Production de nouveaux faisceaux pour LPCTrap - Développement d'une source FEBIAD

La méthode ISOL² permet la production de faisceaux exotiques abondants, purs avec une bonne qualité optique et une énergie pouvant aller du meV/u à plusieurs centaines de MeV/u . Rappelons que la méthode ISOL consiste en l'utilisation d'un faisceau primaire envoyé sur une cible en général épaisse couplée à une source pour l'ionisation et un dipôle d'analyse pour la séparation en masse des faisceaux d'isotopes radioactifs produits. Cette méthode se divise en plusieurs étapes :

1. production,
2. relâche (diffusion et effusion des atomes radioactifs vers le volume de la source d'ions),
3. ionisation,
4. extraction,
5. séparation en masse,

et le cas échéant :

- refroidissement,
- "charge breeding"³,
- post-accélération.

Le déroulement de ces étapes est gouverné par des processus physico-chimiques relatifs aux éléments produits et à la cible de production utilisée. Le taux de production d'un ensemble cible-source dépend de multiples paramètres tels que : l'intensité du faisceau primaire, la section efficace du mécanisme de réaction, l'efficacité des processus de diffusion dans la cible, l'efficacité des processus d'effusion dans la ligne de transfert, et l'efficacité d'ionisation de la source. Une source d'ions est utilisée dans le but de transformer un atome en ion aussi rapidement que possible et avec la meilleure efficacité d'ionisation possible. Cette efficacité est définie par le rapport entre le nombre d'ions extraits d'un isotope spécifique sur le nombre d'atomes de ce même isotope injectés dans la source d'ions. Le choix du mécanisme d'ionisation dépend essentiellement du potentiel d'ionisation W_i de l'élément d'intérêt, de l'état de charge recherché et de la sélectivité recherchée. Nous distinguons communément l'ionisation par impact d'électron, l'ionisation de surface et l'ionisation par l'excitation résonante des électrons externes du cortège par des lasers. La première est efficace quelque soit le potentiel d'ionisation et permet de produire des ions multichargés (ECR, EBIS, décharge dans un gaz à haute température). La seconde, quant à elle, est efficace lorsque $W_i < 7 \text{ eV}$ (ions positifs) ou l'affinité électronique $E_A > 1.5 \text{ eV}$ pour la production d'ions négatifs. La troisième permet l'ionisation sélective de nombreux éléments (sauf gaz rares)

VI.2.1 Les principales sources d'ions radioactifs

Il existe différents types de sources d'ions (liste non exhaustive) :

- sources à ionisation de surface (SIS),
- sources laser (LIS),
- sources plasma à résonance cyclotronique électronique (ECR),

2. Isotope Separation On Line

3. augmentation de l'état de charge de l'élément produit avant qu'il soit accéléré dans une source d'ions multichargés.

- sources plasma à faisceau d'électrons (EBIS, FEBIAD...)

Elles seront décrites brièvement dans les sections qui suivent.

VI.2.1.1 Sources à ionisation de surface

Une source à ionisation de surface est généralement utilisée pour transformer des atomes, appartenant au groupe alcalin et alcalino-terreux qui ont un faible potentiel de première ionisation, en ions. Son principe est basé sur le contact d'un atome avec une surface à fort travail de sortie qui est chauffée et repose donc sur la capacité de cette surface à échanger un électron avec un atome entrant en contact. La probabilité qu'à l'atome d'être ionisé est définie par la différence entre le potentiel de première ionisation et le travail de sortie. Ce type de source permet aussi bien de produire des ions positifs que négatifs. Dans la préparation des expériences décrites dans le chapitre 3, la source à ionisation de surface utilisée, pour ces tests hors-ligne, permettait de produire des ions positifs de ${}^6\text{Li}^{1+}$ (voir III.4). Ce type de source favorise la formation d'ions monochargés. Afin de diminuer le temps de résidence des atomes sur la surface, il faut augmenter la température de la surface. L'efficacité de ce type de sources repose sur plusieurs critères [Pic10] :

- la température de la surface ionisante,
- le travail de sortie de l'électron de cette surface,
- le potentiel de première ionisation de l'élément d'intérêt,
- son temps de résidence sur la paroi,
- la géométrie du système ioniseur,
- l'état de surface mécanique,
- le degré de pollution chimique,
- le champ électrique...

Le rapport entre la densité d'ion n_i et la densité d'atome n_0 d'un élément donné s'exprime par l'équation dite de Saha-Langmuir :

$$\frac{n_i^+}{n_0} = \frac{g_i^+}{g_0} \exp\left(\frac{\varphi - W_i}{k_B T}\right)$$

$$\frac{n_i^-}{n_0} = \frac{g_i^-}{g_0} \exp\left(\frac{E_A - \varphi}{k_B T}\right)$$

où, g_i et g_0 sont la dégénérescence de l'état fondamental de l'atome et de l'état fondamental de l'ion, φ est le travail de sortie de la surface.

L'efficacité est donnée par :

$$\epsilon_{ion} = \frac{n_i}{(n_i + n_0)}$$

Des matériaux à fort travail de sortie peuvent être chauffés à haute-température comme le tantale ($\varphi = 4.19 \text{ eV}$), le tungstène ($\varphi = 4.53 \text{ eV}$) et le rhénium ($\varphi = 5.1 \text{ eV}$). Ces matériaux sont utilisés pour fabriquer des sources d'ions positifs. Au contraire, les sources d'ions négatifs sont fabriquées à partir de LaB_6 ($\varphi = 2.6 \text{ eV}$) ou BaO ($\varphi = 1.7 \text{ eV}$) entre autres, de faible travail de sortie. En général, les éléments alcalins (première colonne du tableau de Mendeleïev) sont très bien ionisés par une source à ionisation de surface d'ions positifs. Quant aux sources d'ions négatifs, elles seront utilisées pour ioniser les éléments halogènes (avant dernière colonne du tableau de Mendeleïev).

Etant donné que l'utilisation d'une source d'ionisation de surface de type MONONAKE [Ele07] à la place d'une source FEBIAD pourrait améliorer le taux de production des isotopes alcalins d'un facteur 2 ou 3, elle constitue naturellement un nouvel ECS (Ensemble Cible Source) à considérer pour l'exploitation sur SPIRAL. Son test pourrait a priori être réalisé dès 2015 suivant les contraintes liées à l'opération de SPIRAL. De plus, ce type de source est sélectif dans le cas où les isotopes produits dans la même réaction ont des potentiels d'ionisation très différents (e.g. Krypton, Rubidium et Strontium). Elle est facile à mettre en œuvre : son développement devrait bénéficier de l'expérience obtenue avec MONONAKE, des tests de la source d'ionisation de surface de SPIRAL 2, et du retour d'expérience des tests de l'ECS FEBIAD (l'ECS FEBIAD étant lui-même une adaptation de l'ECS MONONAKE).

VI.2.1.2 Sources laser

Ce type de sources permet d'ioniser avec une très bonne sélectivité de nombreux éléments (métaux de transitions à LISOL par exemple) et favorise la formation d'ions monochargés. Les sources laser sont adaptées de deux façons sur les systèmes ISOL [Dup06] : dans une cavité chaude ou dans une cellule de gaz.

Le principe de la première est le suivant : après diffusion/effusion jusqu'à la source, les atomes, transitant dans la cavité, sont irradiés à plusieurs reprises par les lasers. Les lasers doivent avoir une fréquence de répétition très forte ($> 10\text{kHz}$) puisque les atomes ne restent dans cette cavité que quelques centaines de μs . L'ionisation de surface d'éléments à faible potentiel d'ionisation sur les paroi de la cavité est la source quasi unique de contaminants isobariques.

Pour la seconde, la thermalisation et le transport des produits de réaction dans un gaz tampon sont combinés à l'ionisation par laser.

VI.2.1.3 Sources à résonance cyclotronique électronique (ECR)

Le principe de fonctionnement de ce type de sources repose sur l'accélération d'électron par résonance cyclotronique électronique à haute fréquence (de l'ordre du GHz) et sur le confinement des électrons dans un volume magnétique [Wol95, Gel96]. Dans une source ECR, le confinement magnétique du plasma est la résultante de la superposition d'un champ axial et d'un champ radial. Du fait des collisions successives entre électrons et atomes, il est possible de transformer les atomes en ions et par conséquent de produire des ions multichargés. L'amplitude du champ magnétique conditionne la fréquence de l'onde accélératrice injectée dans le plasma. Pour des ions multichargés, cette fréquence est comprise entre 8 et 28GHz . Dans le cas où ce sont des ions monochargés qui sont produits, la fréquence de résonance sera plus faible (typiquement 2.45GHz) puisqu'elle est directement liée à l'énergie des électrons.

VI.2.1.4 Source FEBIAD (Forced-Electron Beam for Ionisation by Arc Discharge)

La source FEBIAD a été spécialement développée pour la production d'ions radioactifs. Le mécanisme de réaction actuellement utilisé dans le cadre de SPIRAL1 est la fragmentation des noyaux du faisceau primaire sur une cible de graphite. La cible est reliée à la source ECR Nanogan III par un tube froid qui constitue un piège pour les noyaux alcalins [Lec08]. Cette technique limite cependant les éléments produits aux espèces gazeuses. L'utilisation d'une source d'ions FEBIAD permettrait l'ionisation d'éléments condensables de $T_{\text{fusion}} < 2000^\circ\text{C}$. Le but du projet "Upgrade SPIRAL 1" est donc d'étendre la gamme de faisceaux exotiques disponibles au GANIL. Historiquement, la source FEBIAD a été développée en 1976 par R. Kirchner et E.

Roeckl à GSI [KR76] dans le but d'améliorer les efficacités d'ionisation obtenues jusqu'alors. L'avantage de cette source repose sur le fait qu'elle permet de produire n'importe quel élément monochargé (quasiment tous). À ISOLDE, il existe différents types de FEBIAD :

- VD3
- VD5 (tube de transfert chaud)
- VD7 (tube de transfert froid)

Le nom donné aux différentes sources de type FEBIAD est passé de "MK" à "VD"⁴ suite à la modification de leur "design". Ces nouveaux prototypes reposent sur l'élaboration d'un modèle d'ionisation basé sur l'ensemble des données accumulées jusqu'à 2010. Les tests effectués à ISOLDE ont montré que l'efficacité d'ionisation est directement relié au volume actif du plasma (volume dans lequel le champ d'extraction pénètre). Ce volume est augmenté par une adaptation de la géométrie de l'extraction de la source. De plus, la réduction des impuretés de CO a permis de multiplier, par un facteur allant de 10 à 20, l'efficacité d'ionisation entre les prototypes MK7 et VD5&7 [P⁺10a].

Un ensemble ISOL de production des ions radioactifs est communément appelé ensemble cible-source du fait des deux parties qui le constitue. Le choix des matériaux de la cible et du type de source d'ionisation est conditionné par toutes les contraintes auxquelles sera soumis l'ensemble. Pour la cible, il faut un matériau capable de supporter les très hautes intensités de faisceau primaire envoyées tout en minimisant la production de contaminants et en maximisant la section efficace de production de l'élément d'intérêt par la combinaison faisceau-cible [Dup06]. La microstructure de la cible et sa porosité ouverte vont influencer sur l'efficacité d'effusion. La diffusion et l'effusion des éléments radioactifs hors de la cible sont favorisées par une haute température. Pour ces raisons, la température de la cible doit être aussi haute que possible durant l'utilisation pour rendre le processus de relâche le plus rapide possible. Cette température est limitée par la pression de vapeur des constituants de la cible et les réactions possibles à haute température entre la cible et son support.

Par définition, le terme "contaminant" est utilisé pour nommer les isotopes produits qui polluent le faisceau d'intérêt. Les contaminants isobariques dénomment, quant à eux, les éléments de même rapport q/m .

Pour la source FEBIAD, le matériau choisi doit supporter, de la même façon que la cible, un chauffage à des températures proches de 2000 °C. L'ensemble des éléments constitutifs : tube de transfert, cathode, écran d'anode, est porté à cette température par le courant de chauffage de la cathode d'environ 400 A. Cette source délivre typiquement entre 1 et 10 μA et est constituée de plusieurs éléments (voir fig. VI.4) :

- une cathode en tantale chauffé autour de 2000 °C (pièce n° 14 sur la figure VI.4),
- une anode cylindrique en molybdène (chambre du plasma) polarisé à un potentiel de l'ordre de 150 V (pièce n° 1),
- une grille d'accélération de transmission $\sim 50\%$ (n° 5),
- une bobine solénoïde placée tout autour de la chambre du plasma permettant un confinement radial du faisceau primaire d'électron de la source (pour limiter la charge d'espace) par le champ magnétique d'amplitude 10 mT créé.

L'efficacité d'ionisation est particulièrement sensible à la température de la source. En effet, la densité d'électrons primaires émis par la cathode est directement reliée à la température et a donc un effet marqué sur les propriétés du plasma (Loi de Richardsson). D'après la figure VI.5, il est clair que l'efficacité d'ionisation augmente avec la température pour saturer vers

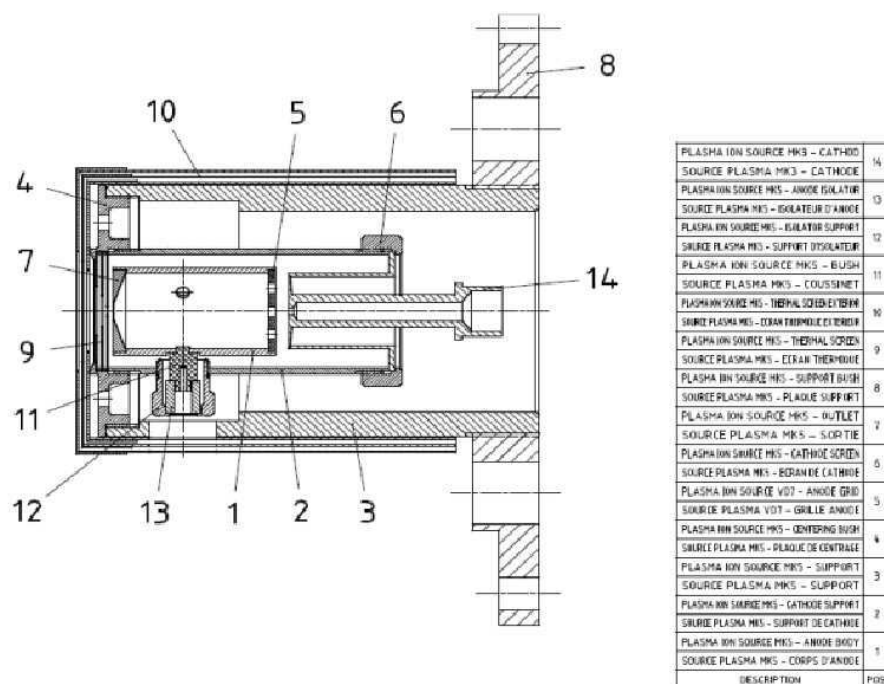


FIGURE VI.4 – Plan d'ensemble de la VADIS 5 d'ISOLDE. La cathode chauffée émet des électrons qui sont collectés sur une anode et dont le volume constitue la chambre du plasma. Une grille de 50% de transmission en regard de la cathode permet d'accélérer les électrons.

2000 ° C. Cette saturation peut s'expliquer par une limitation de charge d'espace pour les ions selon l'équation de Child-Langmuir (ligne de tirets sur la figure VI.5). De même, le dégazage des matériaux constituant cette source à ces températures peut "étouffer" le plasma [P⁺10a].

La difficulté majeure de ce développement est le couplage entre la cible de type SPIRAL1 (cible en carbone graphite) et la source (voir fig. VI.6). L'adaptation d'un tube de transfert entre ces deux parties est particulièrement complexe. Les contraintes mécaniques dues à la dilatation thermique de la cible et de la source suite au chauffage sont très importantes et ont été la raison de l'arrêt prématuré du fonctionnement de cet ECS lors des premiers tests qui seront décrits dans la suite de ce chapitre (voir sections VI.2.3.1, VI.2.3.2 et VI.2.3.3).

Le tube de transfert doit permettre le transport des éléments radioactifs produits (atomes ou molécules) de la cible (ou son enceinte) vers la source. Dans le but de favoriser le passage des éléments condensables, il est également porté à haute température sur l'intégralité de sa longueur et est réalisé en tantale. Le tube de transfert qui se situe dans le prolongement de la cathode est connecté au container cible utilisé comme retour de courant (à la masse HT) (voir fig. VI.7).

VI.2.2 Conditionnement de la source FEBIAD

Afin d'atteindre une efficacité d'ionisation nominale de la source, un temps de fonctionnement doit être imparti à sa mise en température et à son dégazage (~ 1 ou 2 jours). Le but du conditionnement est de s'affranchir de la limite de charge d'espace qui est atteinte en début d'opération de la FEBIAD à cause du dégazage de la source (plusieurs μA de CO et CO₂).

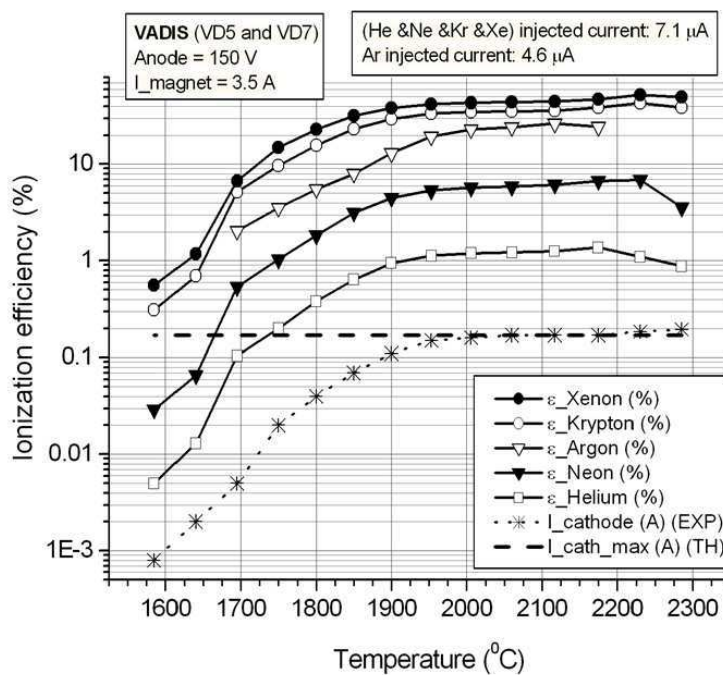


FIGURE VI.5 – Efficacité d'ionisation de gazs nobles en fonction de la température de la cathode issue de $[P^{+10b}]$

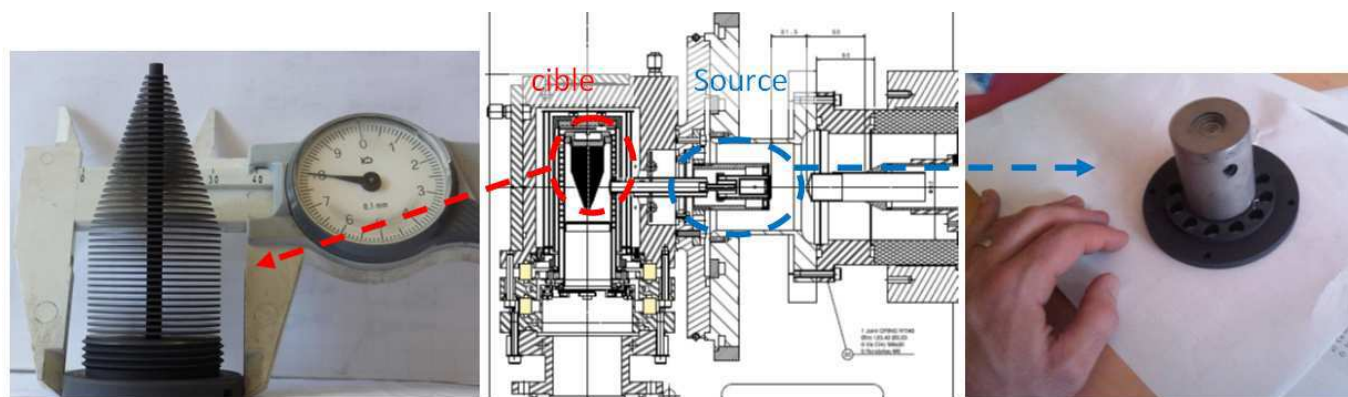


FIGURE VI.6 – À gauche : photo de la cible en carbone utilisée; au milieu, plan de l'ECS; à droite : photo de la source FEBIAD.

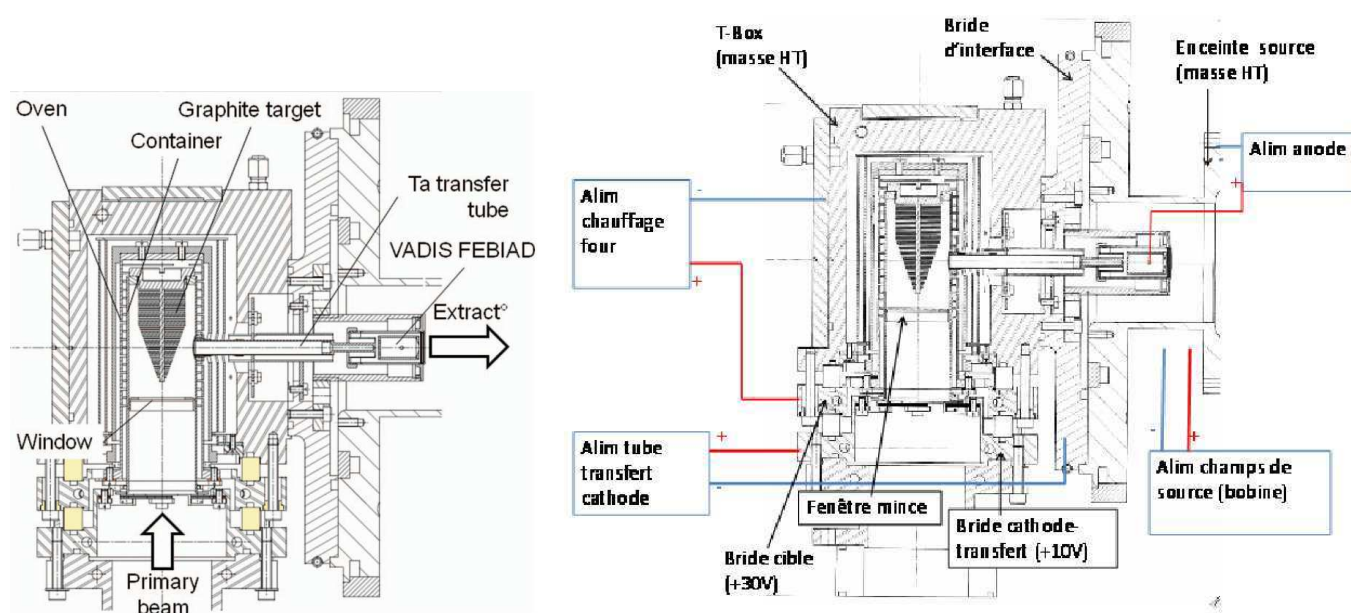


FIGURE VI.7 – À gauche, ECS constitué d’une cible en graphite et d’une source VADIS FEBIAD ; à droite, branchements électriques.

VI.2.2.1 Etalonnage en température de l’ensemble

Afin d’effectuer l’étalonnage en température de l’ensemble cible-source, il est nécessaire de tourner, selon l’axe de la cible, l’ECS de 180° . Ainsi, en utilisant un pyromètre, il est possible de viser au travers de l’ouverture d’extraction de la source pour mesurer la température de la cible. Les mesures sont alors faites sur les lamelles avant de la cible correspondant à l’endroit le plus chaud de celle-ci. Il faut indiquer au pyromètre la valeur de l’émissivité du matériau sur lequel la mesure est réalisée, dans notre cas, la valeur est de 0.49 (sans dimension). L’émissivité a une faible influence sur la mesure de température, l’erreur induite est de l’ordre du pourcent si la valeur choisie n’est connue qu’à 0.1 près [Pic10]. Une mesure de la température de la fenêtre d’entrée du faisceau primaire a été également réalisée à l’aide d’un thermocouple (W/W-Re). Cette mesure est très difficile et malheureusement peu fiable. En effet, la qualité du contact entre le thermocouple et la fenêtre n’est pas certaine. Cette mesure donne tout de même une idée sur la variation de température à cette endroit tout au long du conditionnement de la source. Lors du second test, il a été possible d’effectuer cette même mesure avec un pyromètre nous permettant ainsi de venir compléter et vérifier les données précédemment acquises. Les résultats ont montré que la température de la fenêtre était plus proche de la température de la cible (voir fig. VI.8).

La résistance du four a été changée entre les deux tests. Le four du premier test a été conservé mais au cours du conditionnement et du chauffage de l’ensemble, celui-ci s’est évaporé localement et a cédé (voir fig. VI.9 de droite). Il y a eu probablement un contact entre la résistance en graphite et le container en tantale (celui-ci avait été sensiblement déformé au cours du premier test comme nous pouvons le voir sur la figure VI.9 de gauche). Un four de remplacement sensiblement abîmé a été utilisé pour ce second test n’ayant pas de four neuf à disposition.

La chambre extérieure de l’ECS, en Aluminium, est refroidie (voir figure VI.10 à droite). Les débits des circuits de refroidissement ont été contrôlés à l’aide d’un panneau hydraulique disponible au GANIL.

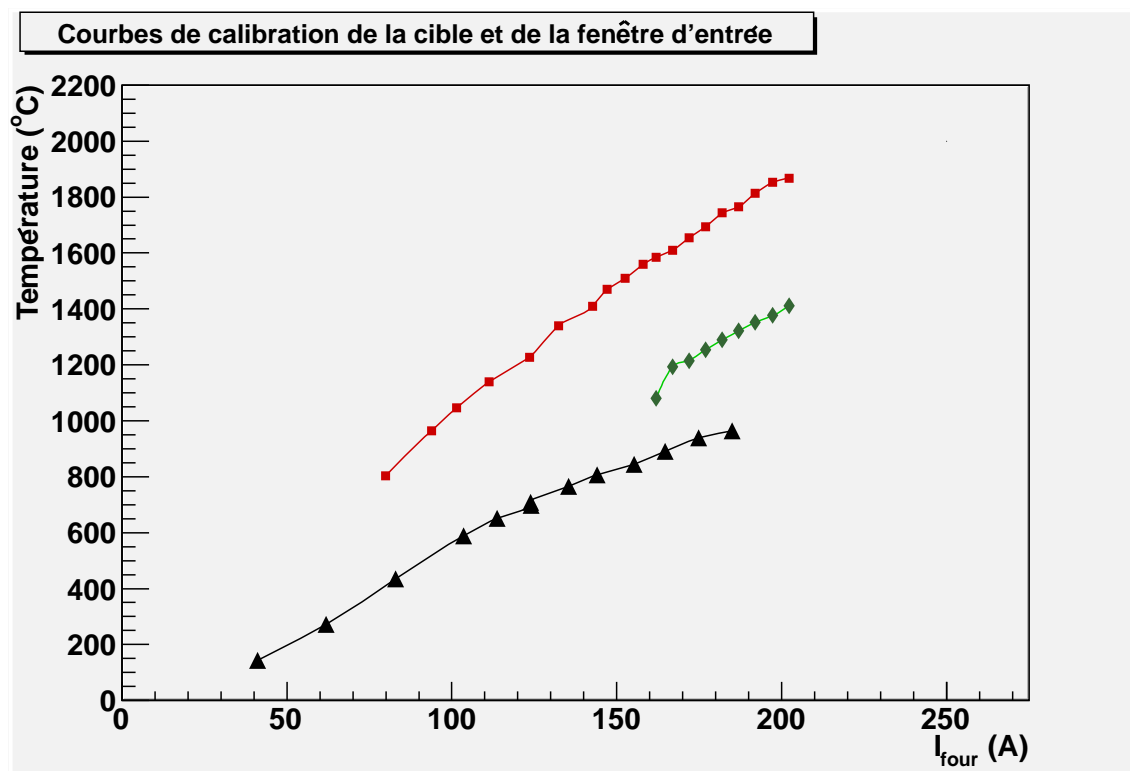


FIGURE VI.8 – Calibration en température de la cible et de la fenêtre d'entrée. Lors de l'expérience test de mai 2011, en rouge (carré) : température de la cible en fonction du courant appliqué sur le four pendant le conditionnement de la source ; en noir (triangle) : température de la fenêtre d'entrée en fonction du courant appliqué sur le four mesurée avec un thermocouple ; lors de l'expérience test de juillet 2011, en vert (losange) : température de la fenêtre d'entrée en fonction du courant appliqué sur le four mesurée avec un pyromètre. L'épaisseur de la fenêtre est de 0.1 mm.



FIGURE VI.9 – A gauche : déformation du container cible due aux contraintes thermiques lors du premier test en mai ; à droite : évaporation du four en contact avec le container cible lors du conditionnement de la source pendant les tests de juillet 2011.

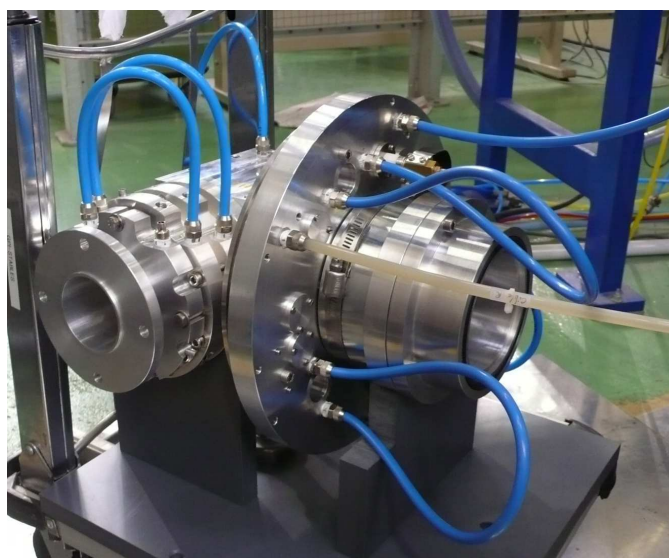


FIGURE VI.10 – Système de refroidissement de l'ECS. Au fond à gauche se trouve la T-box où il y a un branchement en série des trois faces refroidies. Un deuxième branchement en série est effectué entre les trois brides d'entrée du faisceau primaire (à gauche), un seul circuit pour la source (à droite) ainsi que pour le fond de la T-box.

VI.2.2.2 Mesures d'efficacités

Ces mesures sont réalisées en injectant un isotope stable du gaz d'intérêt à travers une fuite calibrée directement dans la chambre de plasma. Le flux délivré dépend de la pression du gaz en amont de la fuite calibrée et de sa température. Moyennant quelques précautions d'utilisation, elles permettent de connaître le flux injecté à mieux que 10% près. Les mesures d'efficacité sont faites d'abord hors-ligne et vérifiées en ligne. L'efficacité d'ionisation est le rapport entre l'intensité mesurée après le dipôle de séparation isotopique dans une cage de Faraday et le flux injecté dans la source, corrigé de l'efficacité de transport à travers le dipôle :

$$\epsilon_{\text{ionisation}} = \frac{I_{\text{D}_2}}{I_{\text{source}}} \times \epsilon_{\text{transport}} \quad (\text{VI.1})$$

Par conséquent, pour avoir accès à l'efficacité d'ionisation seule, il faut pouvoir estimer correctement l'efficacité de transport de la ligne. Il est également possible d'introduire des traceurs à l'intérieur de la cavité cible sous forme de poudre ou d'échantillons. Ainsi, lors des tests de mai 2011, en l'absence de faisceau primaire sur cible, il a été possible de tester qualitativement le fonctionnement de la source par l'observation de ces traceurs ionisés. Des traceurs de Mg, Al, Ni, et Ca avaient été introduits et en plus de cela, nous avons observé des ions de Fe, Cr et Cu correspondant à des impuretés d'inox et de cuivre. Ces impuretés sont observées au tout début du chauffage et disparaissent progressivement. L'intensité mesurée sur le Néon a atteint 5% contre 6.7% mesurés à ISOLDE au CERN avec la même source. Cette différence peut être imputée au fait que le conditionnement de la source n'a pas été effectué sur une période de temps suffisamment longue. En effet, il a fallu intervenir à de nombreuses reprises sur l'ECS, nous forçant à remettre les éléments de la source à l'air. Dans ce cas, le dégazage de celle-ci limite l'efficacité d'ionisation. La production de faisceau n'a donc pas profité d'un vide très poussé.

VI.2.2.3 Paramètres de fonctionnement optimaux

Dans ce tableau est résumé l'ensemble des paramètres de l'ECS pour un fonctionnement optimal :

$T_{\text{source-cible-tube de transfert}}(^{\circ}\text{C})$	$U_{\text{anode}}(\text{V})$	$I_{\text{bobine}}(\text{A})$	$U_{\text{extraction}}(\text{kV})$
2000 $^{\circ}\text{C}$	150 - 160 (100 mA)	~ 3 (10 V)	jusqu'à 40 kV

Tableau VI.2 – Paramètres de fonctionnement optimaux de l'ECS FEBIAD.

VI.2.3 Les tests sur SIRa (Séparateur d'Ions Radioactifs) au GANIL

SIRa est un banc de tests installé dans une des salles des aires expérimentales (D2) spécialement conçu pour la méthode ISOL et a pour but principal de tester les ECS développés pour SPIRAL1. Comme nous pouvons le voir sur la figure VI.11, ce banc de test comprend une ligne dite haute énergie d'où provient le faisceau primaire délivré par les accélérateurs du GANIL. Tout au long de cette ligne se trouvent divers diagnostics permettant des réglages du faisceau tels que l'émittance et le centrage sur la cible. Plusieurs cages de Faraday sont présentes : une première sur la ligne haute-énergie, une seconde juste avant le dipôle d'analyse, une après, puis une dernière à l'entrée du dérouleur de bande. L'ensemble de ces cages de Faraday est très utile pour contrôler les intensités dans l'ensemble de la ligne et déterminer les efficacités de transport dans les différentes portions des lignes.

Les isotopes d'intérêts sont produits puis ionisés par l'ECS installé dans la casemate porté à la

haute-tension nécessaire pour l'extraction des ions de la source. Pour des questions de sûreté, la casemate en aluminium permet de protéger le personnel de la haute-tension et un système de ventilation nucléaire permet de filtrer l'air contaminé. De plus, elle possède un système de climatisation qui permet de conserver l'environnement de l'ECS à des températures inférieures à 30 ° C. La salle SIRa est soumise à la contrainte d'une intensité maximale de faisceau primaire sur cible liée à l'épaisseur du blindage de béton pour les neutrons. La ligne dite basse-énergie possède un dipôle magnétique pour la séparation isotopique de pouvoir de résolution de l'ordre de ~ 100 . La ligne suivante forme un angle de 90 ° avec la ligne basse-énergie (pré-dipôle ou ligne magnétique) et se termine par le dérouleur de bande, ainsi que l'ensemble des détecteurs utilisés pour analyser les éléments produits et estimer les taux de production. La ligne électrostatique (post-dipôle) est séparée du dispositif de détection par un mur de 4 m de béton pour limiter le bruit de fond qui perturbe les mesures de radioactivité.

Les éléments produits sont ainsi transportés en bout de ligne puis implantés dans la feuille de mylar aluminisée qui constitue le dérouleur. Différents détecteurs peuvent être utilisés afin d'identifier et de quantifier les faisceaux d'ions radioactifs produits à partir de l'ECS. Lors des tests effectués sur cette ligne, un détecteur germanium a été utilisé pour la détection des γ de décroissances des différents isotopes et contaminants isobariques implantés dans la feuille de mylar. De plus amples informations sur cette salle peuvent être trouvées dans la thèse de Laurent Maunoury [Mau98] et dans les références qui y sont citées.

VI.2.3.1 Expérience de Mai 2011 (~ 5 UT)

VI.2.3.1.1 Caractéristiques du faisceau sur cible

Le faisceau primaire était constitué de $^{58}\text{Ni}^{28+}$ accéléré à 72 MeV/A. Pendant huit heures, l'intensité moyenne atteinte était près de 270 nAe soit une puissance d'environ $P = 40$ W (limite I_{max}). Le code SIGMA_SIRA permet l'estimation des taux de production depuis les sections efficaces de fragmentation calculées suivant la paramétrisation EPAX. En convoluant ces résultats avec une estimation du parcours des faisceaux primaires dans la cible, une estimation des taux de production de certains noyaux d'intérêt a donc pu être calculée tout en mettant en évidence les contaminants isobariques possibles. La limitation I_{max} , provenant du flux de neutrons calculé dans le cas accidentel où le faisceau primaire est stoppé en face de la porte bouchon, conduit à une puissance maximale de 40 W pour ce type de faisceau.

VI.2.3.1.2 Préparation de l'expérience

Détermination de la courbe d'efficacité du détecteur germanium utilisé

Cette calibration est effectuée avec deux sources dont l'activité est très précisément connue : l' ^{152}Eu et le ^{60}Co . Pour chaque pic γ caractéristique de la source, il est possible de calculer le nombre de coups attendu ($N_{coups/s \text{ calculé}}$) à partir de l'activité de la source. Sur chaque pic considéré, un fit Gaussien est effectué à partir duquel le nombre de coups pendant la durée du run ($N_{coups/s \text{ mesurés}}$) est obtenu via son intégrale. L'efficacité est finalement obtenue par la formule suivante :

$$\epsilon_{\text{germanium}}(E_{pic}) = \frac{N_{coups/s \text{ mesurés}}(E_{pic})}{N_{coups/s \text{ calculé}}(E_{pic}) \times BR \times TA} \quad (\text{VI.2})$$

où :

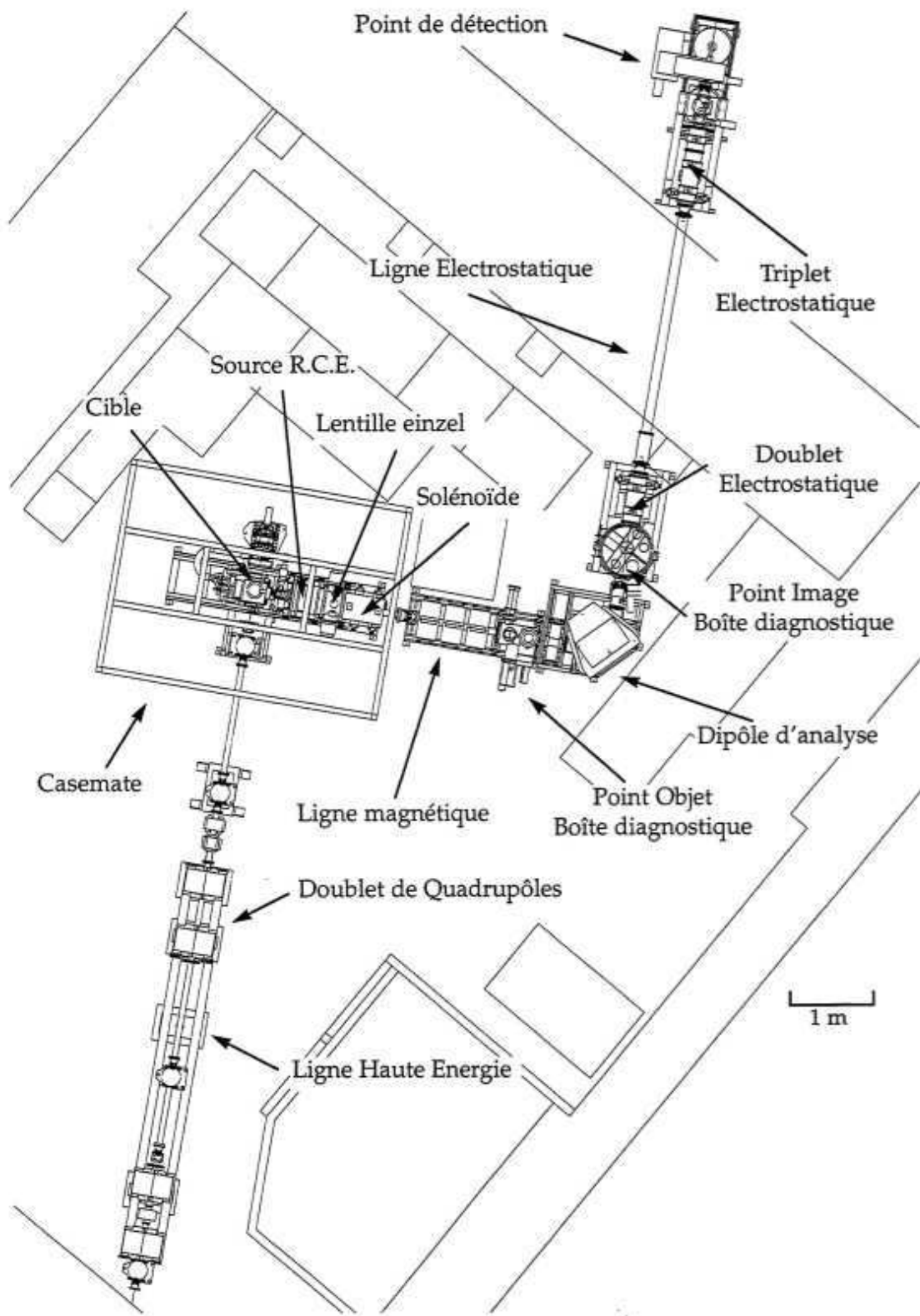


FIGURE VI.11 – Plan du banc de tests SIRa issue de [Mau98]

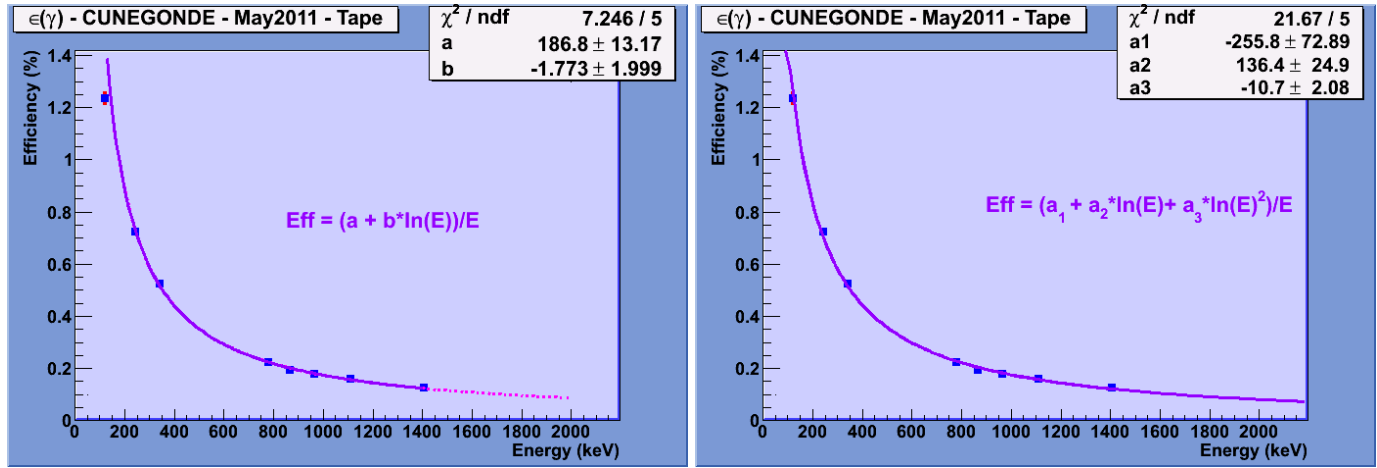


FIGURE VI.12 – Points de calibration utilisés et fonction d’ajustement de Gray et Ahmad à l’ordre 1 et 2.

- $\epsilon_{\text{germanium}}$ est l’efficacité du détecteur à l’énergie E_{pic} du gamma considéré,
- TA est le taux d’acceptation de l’acquisition,
- BR est le rapport d’embranchement,

Source : ^{152}Eu	$T_{1/2}$ 4936 jours	Activité $18383 \pm 185 \text{ Bq}$	Durée du run 2238.479 s	TA (%) 92.44
Energies des pics γ (keV)	122 867	245 964	344 1112	779 1408
Rapport d’embranchement (%)	28.58 4.245	7.583 14.605	26.5 13.644	12.942 21.005
Efficacité calculée	0.0173 0.0041	0.0135 0.0038	0.0099 0.0034	0.0045 0.0027

Tableau VI.3 – Points de calibration pour déterminer l’efficacité du détecteur utilisé sur toute la gamme utile d’énergie.

A partir des points de calibration, il est possible d’ajuster une fonction de calibration de Gray et Ahmad [GA85] à l’ordre 1 ou 2 (voir figure VI.12). L’équation de calibration, qui sera utilisée par la suite, est :

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{(GA_0 + GA_1 \times \ln(E_{\text{pic}}) + GA_2 \times \ln(E_{\text{pic}})^2)}{E_{\text{pic}}} \quad (\text{VI.3})$$

avec :

- $GA_0 = -2.56e + 02$
- $GA_1 = 1.36e + 02$
- $GA_2 = -0.11e + 02$

Calibration en énergie des spectres

Lorsque les distributions gaussiennes sont ajustées sur chaque pic caractéristique d’un γ de la source, l’information sur sa position est également obtenue en canal. Les énergies des pics des sources utilisées sont bien connues, et une simple régression linéaire permet de calibrer le spectre en énergie (la fonction de réponse du détecteur est linéaire).

VI.2.3.1.3 Détermination des taux de production

La détermination des taux de production à partir des spectres expérimentaux peut se faire par deux méthodes distinctes :

- la première consiste à soustraire au spectre, représentant le nombre de coups par seconde d'un γ d'énergie définie au cours du temps dans le run, le bruit de fond issu de la radioactivité naturelle et de la diffusion Compton. Ce spectre doit aussi être corrigé du temps mort de l'acquisition. Il suffit ensuite d'ajuster, sur le spectre obtenu, une fonction de la forme :

$$f(t) = A \times [1 - B \exp(-\lambda \times (t - t_o))] \quad (\text{VI.4})$$

afin de déduire le taux de comptage à la saturation : $\phi_{\text{isotope}}(E_{\text{pic}}) = A$. Par définition, la saturation correspond à un équilibre entre le taux d'éléments qui se désintègrent et le taux de ces même éléments créés. A et B sont des paramètres de l'ajustement, λ est la somme de la probabilité de décroissance et de relâche : $\lambda = \lambda_{T_{1/2}} + \lambda_{\text{relâche}}$. Plus particulièrement, le temps de relâche est le temps qui s'est écoulé entre l'instant où l'isotope est produit dans la cible et l'instant où il est ionisé. Il comprend le temps de diffusion de l'isotope produit dans la cible jusqu'à sa sortie, la désorption de la surface de la cible, et l'effusion jusqu'à l'extraction de la source ;

- la seconde consiste à sélectionner, quand c'est possible, un intervalle de temps où la saturation a été atteinte. Ensuite, le spectre en énergie, correspondant à cet intervalle de temps, peut être utilisé pour ajuster une fonction gaussienne convoluée à une fonction affine pour déterminer le nombre de coups dans les pics γ d'intérêts noté I (correspondant à l'aire du pic gaussien). La fonction affine permettra "grossièrement" de décrire le bruit de fond sous le pic de forme gaussienne.

Les taux de production sont alors déduits à partir de :

$$\phi_{\text{exp}}^{\text{méthode 1}} = \frac{I}{\Delta t \times T A \times \epsilon_{\text{germanium}}(E_{\text{pic}}) \times BR} \quad (\text{VI.5})$$

$$\phi_{\text{exp}}^{\text{méthode 2}} = \frac{\phi_{\text{isotope}}(E_{\text{pic}})}{\epsilon_{\text{germanium}}(E_{\text{pic}}) \times BR} \quad (\text{VI.6})$$

$$\quad (\text{VI.7})$$

Dans la seconde procédure, afin de corriger le résultat du temps mort de l'acquisition, il suffit d'ajuster une droite constante sur le spectre correspondant au temps mort de l'acquisition dans l'intervalle de temps où il y a saturation. En effet, la saturation étant atteinte, le temps mort est constant.

Enfin, étant donné la limitation de puissance dans la salle D2, il faut ramener ces taux de production à l'intensité qui sera utilisé sur SPIRAL 1 après la mise à niveau, i.e., 700 W pour le ^{58}Ni . Finalement :

$$\phi_{\text{production}} = \frac{P_{\text{upgrade}}}{P_{D2}} \times \phi_{\text{exp}} \quad (\text{VI.8})$$

avec :

$$P_{D2} = E_{\text{faisceau}} \times I_{\text{faisceau}} \quad (\text{VI.9})$$

$$I_{\text{faisceau}} = \frac{i(nAe)}{Ze} \quad (\text{en pps, cas d'un faisceau d'ions complètement épluchés}) \quad (\text{VI.10})$$

La procédure d'analyse adoptée est la suivante :

- relecture des données enregistrées par l'acquisition et conversion en fichier utilisable avec le logiciel de traitement ROOT⁵,
- calibration en énergie des spectres,
- étalonnage de la fréquence du générateur ~ 100 Hz utilisé pour la mesure du temps mort,
- identification des pics gamma d'intérêt,
- soustraction du bruit de fond,
- estimation des taux de production (suivant les deux méthodes décrites ci-dessus),

Avant de donner un tableau résumant les taux de production obtenus au cours des tests de l'ensemble FEBIAD, les principales étapes de l'analyse seront présentées et illustrées par des spectres issus de ROOT pour un "run" donné.

A partir de l'échelle du générateur qui compte même si l'acquisition est en temps mort, la fréquence exacte du générateur est estimée connaissant la durée totale du run. La courbe d'étalonnage en énergie, ainsi que la fréquence du générateur étant maintenant connus, l'ensemble des données est calibré. L'exemple du run 25 de l'expérience de mai 2011 est présenté. Lors de ce run, le dipôle d'analyse était réglé sur la masse 53 permettant l'observation de la production de ^{53}Fe et de ^{53m}Fe . Cependant, une pollution par les masses 58, 59 et 60 de longues durées de vie produits dans les runs précédents est possible. Aucun autre isotope de masse 53 n'est produit a priori par fragmentation du ^{58}Ni .

Dans le tableau VI.4 est regroupé l'ensemble des données jugées nécessaires et importantes pour l'analyse de ce run et pour la détermination du taux de production.

Eléments produits	$T_{1/2}$ (min)	Raies caractéristiques (keV)	Rapport d'embranchement (%)	Efficacité (%)	Durée du run (s)	Intensité sur cible (nAe)
^{53}Fe	8.51	511 377.9	194 42	0.35 0.40	1548	44 ± 5
^{53m}Fe	2.54	701.1	100	0.25		
		1011.5	86	0.17		
		1328.1	87	0.13		
		2339.7	13	0.07		

Tableau VI.4 – Tableau regroupant les données importantes et caractéristiques durant le run.

Considérons maintenant le spectre d'énergie obtenu, l'ensemble des pics caractéristiques énoncés précédemment (voir le tableau VI.4) est bien présent. Des pics issus du bruit de fond sont également détectés (voir fig. VI.13) :

- ^{40}K : 1460.822 keV (10.66%),
- ^{137}Cs : 661.657 keV (85.10%),
- pic à 2614.5 keV qui provient du ^{208}Tl confirmé par la présence des pics 583.2 et 860.6 keV ayant des rapports d'embranchement significatifs,
- pics venant des runs précédents : ^{60}Cu (1791.6 keV BR : 45.4%, 1332.5 keV BR : 88.0%, 826 keV BR : 21.7%, 467 keV BR : 3.52%, 511 keV BR : 185%), le ^{58}Cu et le ^{59}Cu ont des temps de vie très court ce qui explique qu'ils soient absents.

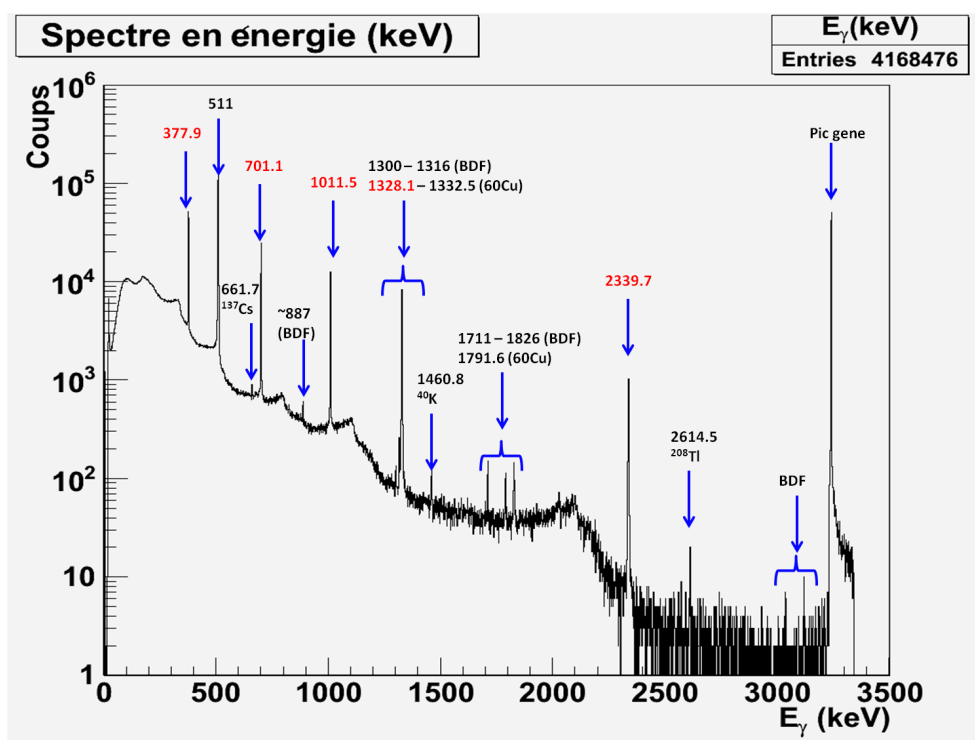


FIGURE VI.13 – Spectre en énergie obtenu au cours du run 25 pendant près d’une demi-heure ($1 \text{ bin} = 1 \text{ keV}$).

Les énergies des pics issus du ^{60}Cu (1332.5 keV) et du ^{53}Fe (1328.1 keV) sont proches. Ceci explique que le pic soit large à cette énergie.

Méthode 1 :

Correction du temps mort de l’acquisition :

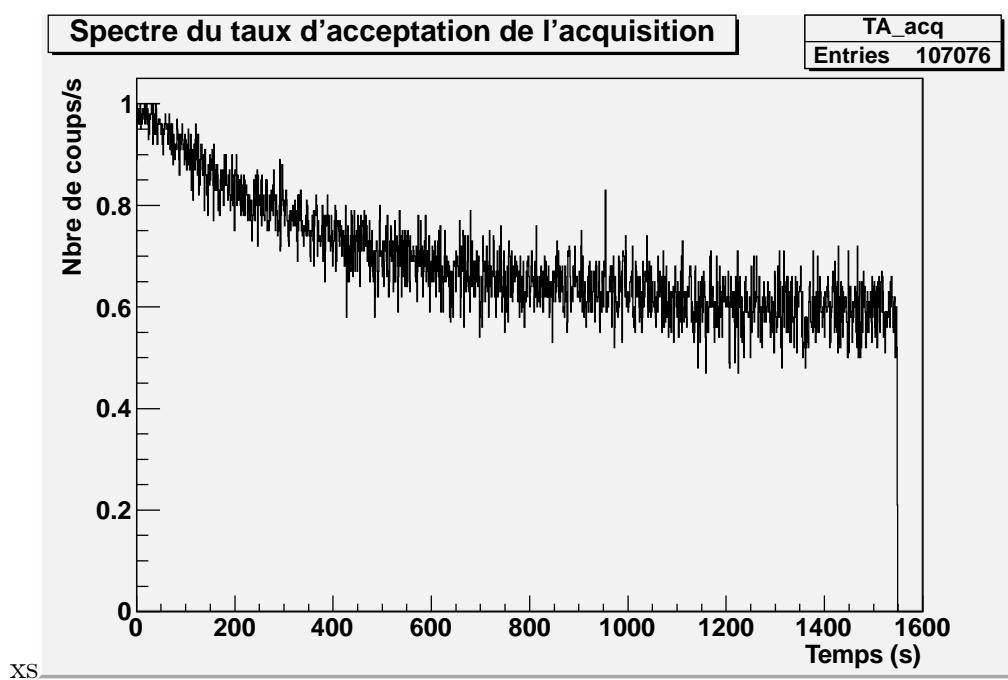
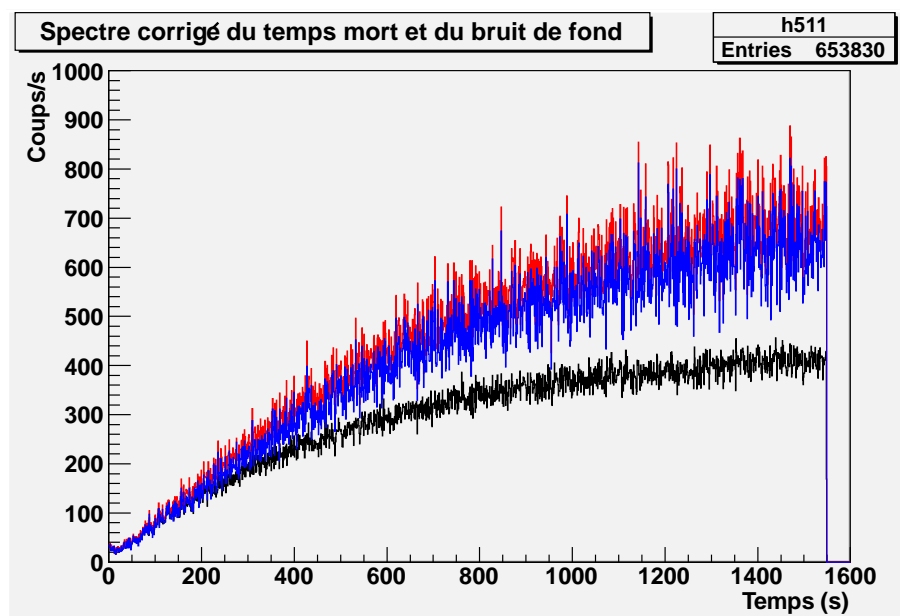
Il est possible de réaliser une correction du temps mort "bin par bin". En effet, le pic observé aux alentours de 3240 canaux est un pic qui correspond au signal issu du générateur. En l’absence de temps mort, ce pic correspond à ~ 100 coups par seconde (voir fig. VI.14).

Il suffit donc de représenter les comptages caractéristiques du 511 keV ou des autres gamma d’intérêt accumulés au cours du temps et de diviser ces histogrammes par le taux d’acceptation de l’acquisition (voir fig. VI.15).

Soustraction du bruit de fond

Les spectres doivent être nettoyés du bruit de fond dû à la diffusion Compton. Un moyen simple est de sélectionner autour de chaque pic une zone qui sera ensuite soustraite. Par exemple, considérons le pic à 511 keV : il est tel que $500 < E_{511} < 520$. Il est possible de sélectionner deux zones, une allant de $E=490$ à $E=500$, la seconde de $E=520$ à $E=530$, ce qui évite de devoir renormaliser à l’intervalle d’énergie considérée. Pour chacune des zones considérées, le spectre du nombre d’événements en fonction du temps obtenus peut être soustrait au spectre analogue du pic à 511 keV .

Cette procédure est répétée pour l’ensemble des pics gamma qui serviront à déterminer les

FIGURE VI.14 – Taux d'acceptation de l'acquisition au cours du run 25 (1 *bin* = 1 *s*).FIGURE VI.15 – Exemple de correction du temps mort et du bruit de fond pour le 511 *keV* : en noir, le spectre brut, en rouge, le spectre corrigé du temps mort, en bleu, le spectre corrigé du temps mort ainsi que du bruit de fond (1 *bin* = 1 *s*).

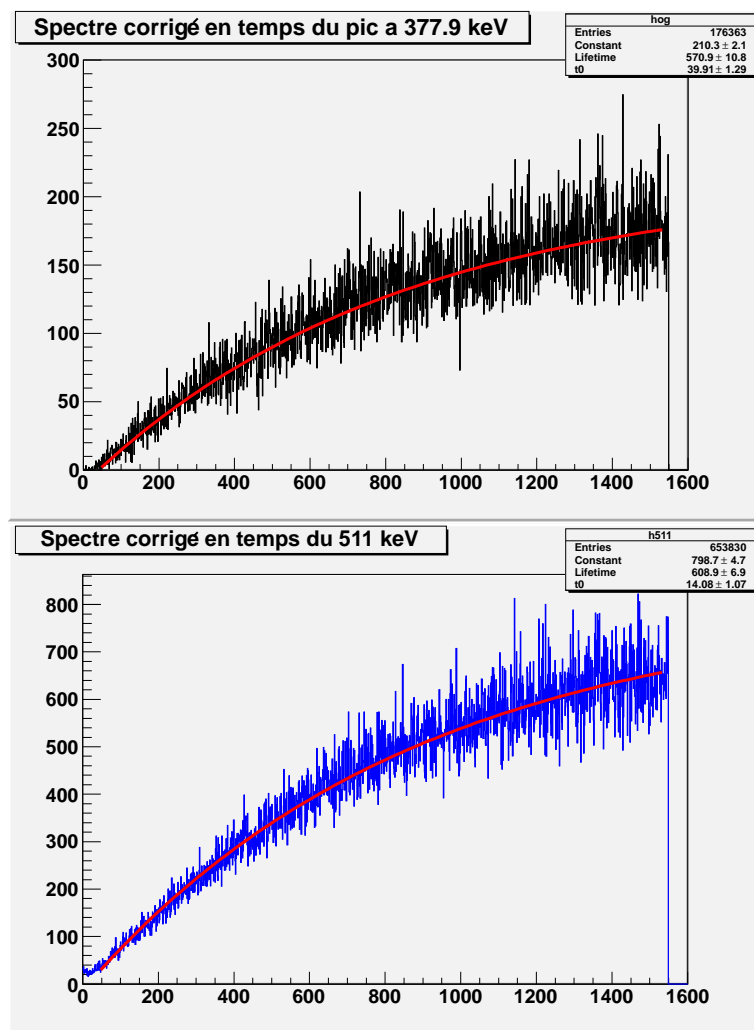


FIGURE VI.16 – Ajustement exponentiel sur quelques pics d'intérêt de l'isotope produit (1 $bin = 1\text{ s}$).

taux de production de l'isotope d'intérêt.

Une fois les spectres nettoyés et corrigés du temps mort, il reste à ajuster une fonction exponentielle (voir éq. VI.4) afin de déduire les taux de production en pps (voir fig. VI.16).

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau VI.5 :

$E_{pic} (keV)$	$\phi_{fit}(coups/s)$	$\sigma_{fit}(coups/s)$
377.9	$2.10 \cdot 10^2$	$0.02 \cdot 10^2$
511	$7.99 \cdot 10^2$	$0.05 \cdot 10^2$
701.1	$6.34 \cdot 10^1$	$0.03 \cdot 10^1$
1011.5	$3.62 \cdot 10^1$	$0.02 \cdot 10^1$
1328.1	$2.83 \cdot 10^1$	$0.02 \cdot 10^1$

Tableau VI.5 – Résultat des ajustements issus de ROOT

Remarque : les paramètres des ajustements, t_0 et de demi-vie, provenant de pics d'un même isotope doivent être égaux en première approximation si le temps de relâche est négligé. Aux incertitudes près c'est bien le cas pour les résultats obtenus pour les gamma d'intérêts issus du

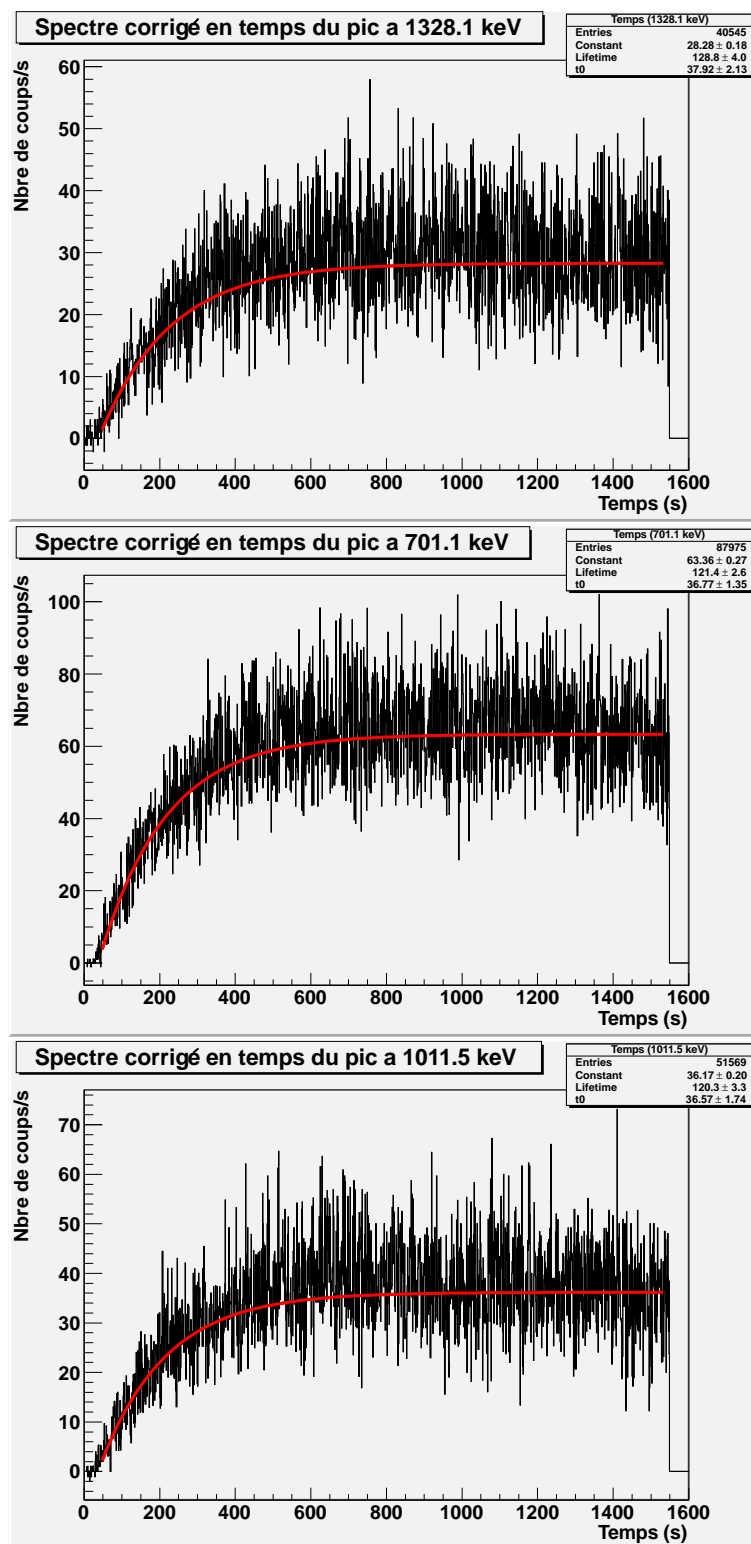


FIGURE VI.17 – Ajustement exponentiel sur quelques pics d'intérêt de l'isotope produit ($1 \text{ bin} = 1 \text{ s}$).

Source	Erreur
Transport	0.15
Intensité sur cible	0.1
Correction du temps mort	0.02

Tableau VI.6 – Bilan des incertitudes systématiques lié à l'estimation des taux de production.

^{53m}Fe . En ce qui concerne les gamma issus du ^{53}Fe , le pic du 511 ne provenant pas uniquement du ^{53}Fe , les différences sont plus importantes, ce qui était prévisible.

La dernière étape pour l'estimation des taux de production est de corriger ces résultats de l'efficacité du détecteur et des rapports d'embranchement correspondant aux énergies des pics considérés. Il faut également corriger ces taux de l'efficacité de transport entre la source et le détecteur puis les normaliser à la puissance sur cible qui sera utilisée sur SPIRAL1. Nous faisons ici l'hypothèse d'une évolution linéaire entre les taux de production et la puissance sur cible utilisée. L'erreur faite sur l'estimation de ces taux est également calculée. Un bilan des différentes erreurs systématiques est donné dans le tableau VI.6.

Estimations des taux de production

A partir de l'équation VI.5, les taux de production suivants sont obtenus avec l'incertitude associée :

Pic considéré	$\phi_{extrapol}$ (coups/s) (éq. VI.5)	Erreur relative
377.9	$2.58098e + 07$	0.32
511	$2.42527e + 07$	0.32
701.1	$5.22534e + 06$	0.32
1011.5	$5.10134e + 06$	0.32
1328.1	$5.15522e + 06$	0.32
2339.7	$8.51644e + 06$	0.32

Tableau VI.7 – Tableau résumé des taux de production mesurés au cours du run 25 en utilisant la méthode 1.

Nous pouvons constater que l'ensemble des taux obtenus est cohérent. Le taux de production obtenu avec le pic à 2339.7 keV issu de l'isotope de ^{53m}Fe a été exclu volontairement par manque de statistique pour obtenir une estimation fiable.

VI.2.3.1.4 Résultats d'expérience

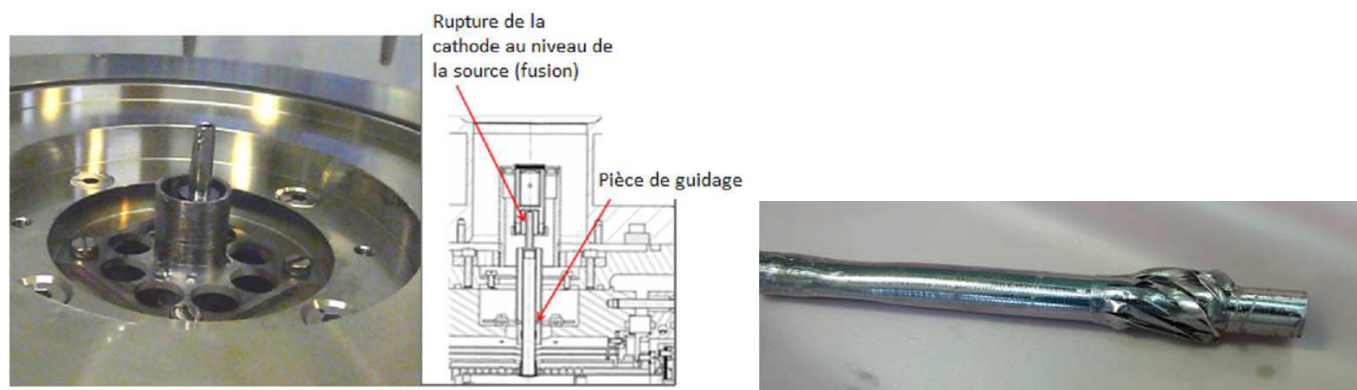


FIGURE VI.18 – À gauche, cathode fusionnée au tube de transfert et point de rupture au niveau de la source ; à droite : afin de tenir compte de la dilatation du tube de transfert de l'ordre de 2 mm , une pièce coulissante en tantale a été utilisée lors des tests de mai 2011.

Isotope	$T_{1/2}$ (s)	Puissance moyenne (W)	Intensité 1^+ mesurée	Intensité 1^+ pour 750 W
^{38}K	456	~ 4	$3.8 \cdot 10^4$	$7.3 \cdot 10^6$
^{38m}K	0.923	~ 4	/	/
^{53}Fe	510.6	~ 34	$6.6 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^6$
^{53m}Fe	154.8	~ 34	$1.4 \cdot 10^4$	$3.0 \cdot 10^5$
^{58}Mn	3	~ 37	$5.7 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^6$
^{58}Cu	3.204	~ 37	$4.3 \cdot 10^3$	$9.0 \cdot 10^4$
^{59}Cu	81.5	~ 38	$7.3 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^6$
^{60}Cu	1422	~ 35	$2.5 \cdot 10^3$	$5.0 \cdot 10^4$

Tableau VI.8 – Intensités des faisceaux mesurées et projections dans le cas de l'« upgrade » de SPIRAL1 [D⁺11].

Le tableau VI.8 donne les intensités mesurées ou extrapolées pour les différents isotopes détectés durant cette première expérience. À la fin du test, la cathode s'est rompue. Comme il est visible sur la figure VI.18 à gauche, il y a un point de fusion qui indique que la pièce a été fragilisée pendant son chauffage dû à l'ensemble des contraintes mécaniques à laquelle l'ECS est soumis. De plus, au cours du démontage de l'ensemble, la ligne de transfert en tantale initialement coulissante ne l'était plus (voir fig. VI.18 à droite). En effet, un collage a pu être observé entre le tube de transfert et le container cible. Le tube de transfert a, malgré tout, pu être dévissé sans problème du container cible. Le four, ainsi que les connexions, sont apparus en bon état.

À partir de l'ensemble des observations faites au cours du démontage de l'ECS et du temps restant avant le prochain test, l'idée a été de mettre un soufflet (concept initié à l'IPNO) sur le tube de transfert pour donner de la souplesse à ce niveau (voir fig. VI.19). Ce soufflet est constitué de deux disques en tantale soudés l'un à l'autre.



FIGURE VI.19 – Soufflet ajouté au tube transfert pour obtenir de la souplesse.

VI.2.3.2 Expérience de Juin-Juillet 2011

Lors de ce test, nous disposions de 5 UTs au cours desquels les accélérateurs du GANIL ont fourni un faisceau d' ^{36}Ar à 95 MeV/A à une intensité (limite I_{max}) de 77 nAe. Le temps d'irradiation a été de 18 heures environ. Lors de cette expérience, la source n'a pas eu le temps d'être conditionnée ce qui s'est largement ressenti dans son efficacité d'ionisation mesurée avec une fuite calibrée de néon. l'efficacité était de 0.5% tandis que lors du premier test, elle avait été évaluée à 3%. Les estimations préliminaires (sans soustraction du bruit de fond) sont données dans le tableau résumé VI.9 dans lequel l'extrapolation à puissance attendue a été faite en supposant une efficacité d'ionisation aussi bonne qu'au cours du test effectué en mai 2011.

Isotope	$T_{1/2}$ (s)	Puissance moyenne (W)	Intensité 1^+ mesurée	Intensité 1^+ pour 1.5 kW et $\epsilon_{ionisation}$ nominal ⁶
^{23}Mg	11.3	~ 13	$1.73 \cdot 10^3$	$2.00 \cdot 10^6$
^{33}Cl	2.5	~ 13	$6.93 \cdot 10^3$	$8.00 \cdot 10^6$
^{35}Cl	1.775	~ 13	$8.67 \cdot 10^3$	$1.00 \cdot 10^7$
^{37}K	1.226	~ 13	$1.10 \cdot 10^4$	$1.27 \cdot 10^7$
^{38}K	6.3 min	~ 13	$1.30 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^7$
^{38m}K	0.923	~ 13	$1.30 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^7$

Tableau VI.9 – Intensités des faisceaux mesurées et projections dans le cas de l'upgrade de SPIRAL1.

Le test a été interrompu avant la fin car le nez de l'électrode d'extraction en regard de la source s'était déboîté. La panne était donc indépendante de l'ECS.

VI.2.3.3 Expérience de Juillet 2012

L'ECS FEBIAD possédait les principales modifications suivantes :

- un système de refroidissement amélioré,
- un tube de transfert avec deux soufflets,

6. efficacité d'ionisation aussi bonne que lors du test de mai.

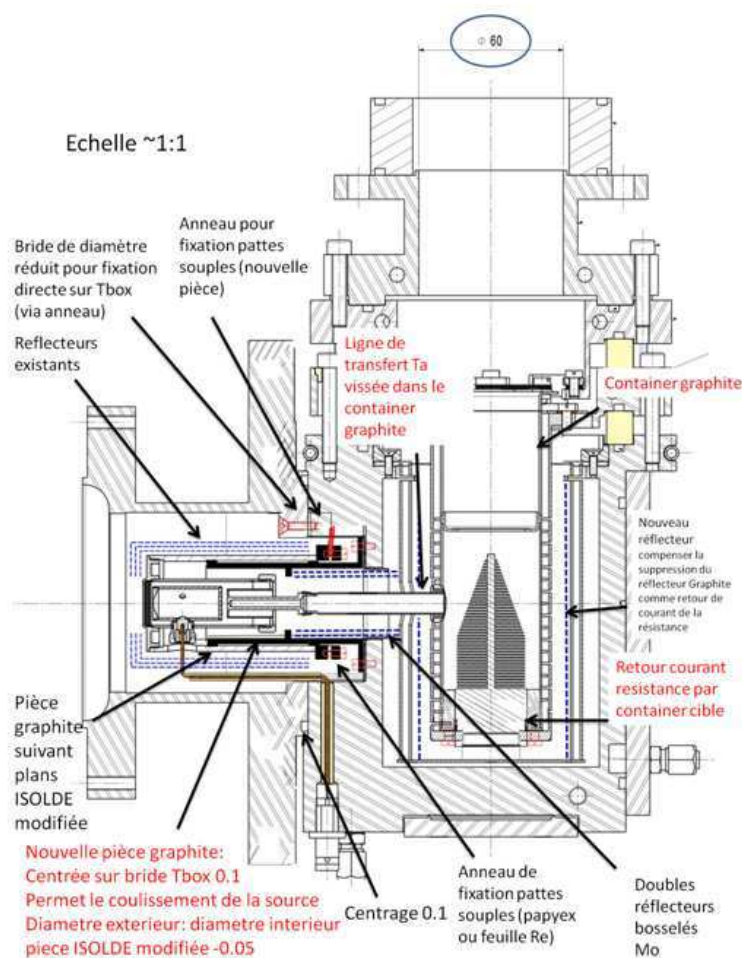


FIGURE VI.20 – Nouvelle version en cours de développement. Elle possède des degrés de liberté supplémentaires par rapport aux anciennes versions. En particulier, la source est mobile suivant son axe.

- la bride supportant la source a été modifiée et adaptée à la configuration de SPIRAL : l'ensemble est plus compact et plus léger.

Les objectifs de ce test étaient en particulier de tester la fiabilité de l'ECS FEBIAD V2 (tube de transfert avec soufflets) avec un fonctionnement HORS et EN ligne durant une période étendue, de confirmer les taux de production déjà obtenus et de tester la production de nouveaux isotopes via la formation de molécule (hydrure) en utilisant un gaz de méthane (CH_4). Suite à ce test qui a été interrompu rapidement par la rupture de la résistance four (après environ 10 heures de fonctionnement), il a été mis en évidence que le tube de transfert à soufflets n'était pas la bonne solution pour s'accommoder des contraintes thermomécaniques liées à la dilatation du container cible et du tube de transfert. Après des cycles de chauffe et refroidissement répétés (involontaires et liés à un problème de l'installation électrique de la salle d'expérience), les soufflets ont durci et perdu de leur souplesse. Une version 3 est en cours d'élaboration et sera très prochainement testée à GANIL directement sur le banc de test de SPIRAL pour valider des taux en radioactifs de l'ECS FEBIAD dans des conditions nominales (voir fig. VI.20). Cette nouvelle version permet le déplacement de la source suivant l'axe du tube de transfert pour éviter la cassure de la ligne de transfert ou la mise en contact du container cible avec le four.

VI.3 Conclusions

Les tests réalisés ont permis de mettre en évidence les points faibles des versions des ECS testées. Malgré la complexité de mise en oeuvre, le nouvel ECS est très prometteur. Dans des conditions non optimales, il a tout de même permis de produire neuf isotopes qui ne l'avaient pas été jusqu'à présent et d'ioniser 6 nouveaux éléments (Fe, Cu, Mn, Cl, Mg, Al) en stable ou radioactif. La version 3 est en ce moment en cours de développement (voir fig. VI.20) et devrait être testée prochainement sur SPIRAL (décembre 2013). Dans le tableau qui suit (voir tableau VI.10) sont regroupés les faisceaux principalement attendus pour les tests du MS et dont certains pourront être utilisés au préalable avec le dispositif LPCTrap sur LIRAT avant d'être utilisés sur DESIR. Les estimations d'intensités extrapolées pour les faisceaux d'intérêt mentionnés dans ce tableau permettent d'envisager un programme expérimental ambitieux avec ces faisceaux.

Tableau faisceaux d'intérêts

Isotope	Expérience	Intensité requise	Energie	Faisceau primaire	Intensité extrapolée
^{23}Mg	Liénard/Blank	5×10^7	10 <i>keV</i>	^{24}Mg	4.3×10^7
^{34}Cl	ANR Liénard	5×10^7	10 <i>keV</i>	^{36}Ar	5.0×10^6
^{33}Cl	Liénard/Blank	5×10^7	10 <i>keV</i>	^{36}Ar	6.4×10^6
^{21}Na	Liénard/Blank	5×10^7	10 <i>keV</i>	^{24}Mg	1.8×10^8
^{37}K	Liénard/Blank	5×10^7	10 <i>keV</i>	^{36}Ar	1.0×10^7

Tableau VI.10 – Faisceaux d'intérêt à produire et intéressant pour le démarrage de SPIRAL1 amélioré.

Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des tests de précision du Modèle Standard au moyen d'expériences réalisées à basse énergie. Elle fait partie d'un projet initié en 1998 au LPC Caen, qui avait pour but de mesurer le paramètre de corrélation angulaire $a_{\beta\nu}$ avec une précision relative de l'ordre de 0.5% dans la décroissance β de l' ^6He . Ce projet utilise une technique innovante : l'utilisation d'un piège de Paul transparent permettant d'obtenir une source émettrice pratiquement au repos et bien définie spatialement, combinée à une détection en coïncidence de la particule β et de l'ion ^6Li de recul provenant du piège. Le paramètre $a_{\beta\nu}$ est extrait de la distribution en temps de vol des ions de recul, pour contraindre les courants exotiques tensoriels puisque l' ^6He décroît par une transition de GT pure. Le dispositif LPCTrap est installé sur la ligne de basse énergie de SPIRAL à GANIL, LIRAT, et il a déjà fourni une contribution non négligeable. En effet, une première mesure effectuée en 2006 a permis d'obtenir la valeur de $a_{\beta\nu}$ la plus précise pour une transition pure GT parmi les mesures utilisant une technique de coïncidence. Le but est aujourd'hui d'atteindre une meilleure précision que celle obtenue par Johnson en 1963 utilisant une technique de mesure inclusive. Atteindre une telle précision nécessite de maîtriser de façon extrêmement pointue les effets systématiques du dispositif expérimental à l'aide de plusieurs observables de contrôle validant la simulation utilisée pour l'extraction de $a_{\beta\nu}$.

L'objectif principal de cette thèse était d'analyser les données acquises lors de la dernière expérience effectuée en 2010 avec l' ^6He . Cette expérience a été un succès puisqu'elle a permis de récolter une statistique de $1.2 \cdot 10^6$ bonnes coïncidences, suffisante pour atteindre l'objectif fixé dans le projet. De plus l'ajout d'un spectromètre dans le système de détection a permis de mesurer la distribution des états de charge des ions de recul, dépendant du processus de shakeoff. Cette mesure qui n'avait jamais été réalisée dans le cas de la décroissance d'ions 1^+ , entre dans le cadre de l'étude des effets systématiques.

Une première série de simulations réalistes des données a permis d'extraire la probabilité de shakeoff dans la décroissance de l' $^6\text{He}^{1+}$ avec une précision absolue de $3.6 \cdot 10^{-4}$. Le résultat obtenu est en très bon accord avec le calcul théorique et ce cas d'école, avec un seul électron en jeu, a permis ainsi de valider avec une grande précision l'approximation soudaine utilisée universellement pour décrire ce type de processus.

L'extraction du paramètre de corrélation $a_{\beta\nu}$ des données expérimentales requiert un raffinement des données simulées qui doivent notamment prendre en compte plus de détails relatifs au dispositif expérimental et aux processus physiques en jeu comme la diffusion des électrons. Quelques tests préalables ont suggéré d'utiliser en duo GEANT4 et SIMION. SIMION permet de propager les ions de recul dans le champ de piégeage et dans le spectromètre de recul jusqu'au détecteur, tandis que GEANT4 est bien adapté à la propagation des β , particules élémentaires relativistes. Malheureusement, les simulations réalisées jusqu'à présent n'ont pas encore permis d'extraire une valeur significative de $a_{\beta\nu}$ car elles ne reproduisent pas parfaitement l'ensemble des distributions mesurées. Il est nécessaire de poursuivre l'ajustement des différents paramètres physiques entrant dans la simulation des données, comme les caractéristiques du nuage d'ions

radioactifs et les positions relatives des détecteurs.

Au cours de cette thèse, l'électronique du RFQ a aussi été modifiée pour pouvoir l'adapter facilement à la manipulation des ions de masse plus élevée que l' ^6He . Ceci a été réalisé pour mener avec succès une nouvelle expérience visant à mesurer $a_{\beta\nu}$ dans la décroissance miroir de l' ^{35}Ar . La distribution des états de charge a déjà été extraite des données, et la comparaison avec les calculs théoriques a clairement montré l'importance de l'effet Auger dans la réorganisation du cortège électronique des ions ^{35}Cl . La statistique acquise au cours de l'expérience devrait permettre de déterminer $a_{\beta\nu}$ avec une précision inférieure à 0.3%. En plus d'une contribution significative sur la contrainte des courants scalaires (la transition a une composante Fermi à 90%), ces données devraient permettre d'améliorer d'un facteur 2 la précision actuelle sur V_{ud} déduite de l'étude des transitions miroirs.

Enfin la seconde partie de cette thèse avait pour sujet le développement d'un nouvel ensemble cible-source (ECS) permettant de produire avec une haute intensité de nouveaux éléments d'intérêt pour les mesures de précision. Ce développement permettra d'élargir les faisceaux radioactifs produits à GANIL/SPIRAL et de répondre aux demandes des utilisateurs. C'est un défi du fait de la difficulté de coupler une cible SPIRAL avec une source FEBIAD via un tube de transfert chaud. Celui-ci doit supporter un certain nombre de contraintes mécaniques et thermiques. Les tests effectués au cours de cette thèse sont prometteurs. Ils ont permis d'apporter des améliorations à l'ensemble qui devrait être fiabilisé par les prochains tests. Les premiers faisceaux devraient être disponibles en 2016.

Annexe A

Calcul théorique du shakeoff

Dans cette annexe, nous explicitons les calculs qui seront limités aux nombres quantique principaux $n \leq 2$, par souci de clarté, puis ils seront généralisés pour tout n . Les fonctions d'ondes suivantes seront utiles au développement pour l'état final de l'électron après la désintégration β nucléaire et le phénomène de shakeoff s'il a lieu :

- partie radiale :

$$R_{10} = 2 \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{Zr}{a_0}\right) \quad (\text{A.1})$$

$$R_{20} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(\frac{Z+1}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(2 - \frac{(Z+1)r}{a_0} \right) \exp\left(-\frac{(Z+1)r}{2a_0}\right) \quad (\text{A.2})$$

$$R_{21} = \frac{1}{\sqrt{24}} \left(\frac{Z+1}{a_0} \right)^{\frac{5}{2}} r \exp\left(-\frac{(Z+1)r}{2a_0}\right) \quad (\text{A.3})$$

- partie angulaire :

$$Y_{00} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (\text{A.4})$$

$$Y_{10} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{\sqrt{6}}{2} \times \cos \theta \quad (\text{A.5})$$

$$Y_{11} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(i\varphi) \times \frac{\sqrt{3}}{2} \times \sin \theta \quad (\text{A.6})$$

$$Y_{1-1} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-i\varphi) \times \frac{\sqrt{3}}{2} \times \sin \theta \quad (\text{A.7})$$

Il s'agit maintenant de calculer l'expression de la probabilité d'ionisation du noyau fils à partir de l'équation I.54. Les calculs sont réalisés en coordonnées sphériques et en prenant $\vec{k} = k\vec{u}_z$ soit $\vec{k}\vec{r} = kr \cos \theta$. Dans un premier temps, il est aisé de montrer que les termes suivants sont nuls :

•

$$\langle 1s, Z | \vec{k}\vec{r} | ns, Z+1 \rangle = 0 \text{ car } \int_0^\pi \sin \theta \cos \theta d\theta = 0$$

•

$$\langle 1s, Z | (\vec{k}\vec{r})^2 | np, Z+1 \rangle = 0 \text{ car } \int_0^\pi \sin \theta \cos^3 \theta d\theta = 0$$

Ensuite, nous pouvons montrer que :

$$\begin{aligned} \langle 1s, Z | (\vec{k}\vec{r})^2 | ns, Z+1 \rangle &= \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \right)^2 \int_0^\infty dr r^2 k^2 r^2 R_{10,Z}^* R_{n0,Z+1} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos^2 \theta \\ &= \frac{k^2}{3} \langle 1s, Z | r^2 | ns, Z+1 \rangle_r \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Finalement,

$$\begin{aligned} | \langle 1s, Z | 1 - \frac{(\vec{k}\vec{r})^2}{2} | ns, Z+1 \rangle |^2 &= \\ \langle 1s, Z | 1 | ns, Z+1 \rangle - \frac{k^2}{3} \langle 1s, Z | 1 | ns, Z+1 \rangle \langle 1s, Z | r^2 | ns, Z+1 \rangle & \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

où le terme en k^4 a été négligé.

De la même façon, si nous considérons maintenant un état final avec $l = 1$, il faut calculer le terme $\langle 1s, Z | 1 - i\vec{k}\vec{r} - \frac{(\vec{k}\vec{r})^2}{2} | np, Z+1 \rangle$ (le calcul effectué ici correspond à $n=2$). Les termes, cités ci-dessous, sont nuls :

- $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{10} \cos^2 \theta$
- $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{11} \cos^2 \theta$
- $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{1-1} \cos^2 \theta$
- $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{11} \times (kr) \cos^2 \theta$
- $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{1-1} \times (kr) \cos^2 \theta$

contrairement à :

$$\begin{aligned} \langle 1s, Z | i\vec{k}\vec{r} | 2p, Z+1 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int_{d^3\vec{r}} R_{10,Z}^* R_{21,Z+1} Y_{10} \times (kr) \times \cos^2 \theta \\ &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 1s, Z | r | 2p, Z+1 \rangle_r \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Finalement, il est possible de généraliser pour tout n et l'expression finale est la suivante :

$$\begin{aligned} | \langle 1s, Z | - (i\vec{k}\vec{r}) | np, Z+1 \rangle |^2 &= \\ \frac{k^2}{3} | \langle 1s, Z | r | np, Z+1 \rangle |^2 & \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où, de la même façon que précédemment, le terme en k^4 a été négligé.

A.1 Formules utilisées pour le calcul analytique

Eléments de matrice :

$$\begin{aligned}
 \langle 1s, Z | 1 | ns, Z+1 \rangle &= - \frac{8n^{5/2} Z^{3/2} (Z+1)^{3/2}}{((Z+1)^2 - n^2 Z^2)^2} \left(1 - \frac{2(Z+1)}{(Z+1) + nZ}\right)^n \\
 \langle 1s, Z | r | ns, Z+1 \rangle &= \frac{8n^{5/2} Z^{3/2} (Z+1)^{3/2}}{((Z+1)^2 - n^2 Z^2)^3} \\
 &\quad \left(1 - \frac{2(Z+1)}{(Z+1) + nZ}\right)^n [n^2((Z+2)Z - 2) - (Z+1)^2] \\
 \langle 1s, Z | r^2 | ns, Z+1 \rangle &= - \frac{32n^{9/2} Z^{3/2} (Z+1)^{3/2}}{((Z+1)^2 - n^2 Z^2)^4} \\
 &\quad \left(1 - \frac{2(Z+1)}{(Z+1) + nZ}\right)^n [2 + 3Z - Z^3 + n^2(1 - 3Z + Z^3)]
 \end{aligned}$$

Bibliographie

- [A⁺59a] J.S. ALLEN *et al.* : *Phys. Rev.*, 116:134, 1959.
- [A⁺59b] J.S. ALLEN *et al.* : *Rev. Mod. Phys.*, 31:791, 1959.
- [A⁺95] S. ABACHI *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632, 1995.
- [A⁺98] A. ANGELOPOULOS *et al.* : *Phys. Lett. B*, 43:444, 1998.
- [A⁺99a] E.G. ADELBERGER *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 83:1299, 1999.
- [A⁺99b] E.G. ADELBERGER *et al.* : Erratum. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3101, 1999.
- [A⁺10] O. AVIV *et al.* : *J. Phys. : Conf. Ser.*, 337:012020, 2010.
- [APM49] J.S. ALLEN, H.R. PANETH et A.H. MORRISH : *Phys. Rev.*, 75:570, 1949.
- [B⁺02] J. BYRNE *et al.* : *J. Phys. G*, 28:1325, 2002.
- [B⁺03a] M. BECK *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. A*, 503:567, 2003.
- [B⁺03b] K. BLAUM *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 91:260801, 2003.
- [B⁺04] G. BAN *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. A*, 518:712, 2004.
- [B⁺11] M. BECK *et al.* : *Eur. Phys. J. A*, 47:45, 2011.
- [B⁺12] J. BERINGER *et al.* : Particle data group. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [C⁺80] L.M. CHIROVSKY *et al.* : *Phys. Lett.*, 94B:127, 1980.
- [C⁺91] A.S. CARNOY *et al.* : *Phys. Rev. C*, 43:2825, 1991.
- [C⁺12] C. COURATIN *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 108:243201, 2012.
- [C⁺13] C. COURATIN *et al.* : *Phys. Rev. A*, 88:041403, 2013.
- [Cab63] N. CABIBBO : *Phys. Rev. Lett.*, 10:531, 1963.
- [CCVT64] J.H. CHRISTENSON, J.W. CRONIN, V.L. VITCH et R. TURLEY : *Phys. Rev. Lett.*, 13:138, 1964.
- [CJT68] T. A. CARLSON, C. W. NESTOR JR. et T. C. TUCKER : *Phys. Rev.*, 169:27, 1968.
- [Cou10] C. COURATIN : *Stage de Master2*. Université de Caen Basse-Normandie, 2010.
- [CPJ63] T. A. CARLSON, F. PLEASANTON et C. H. JOHNSON : *Phys. Rev.*, 129:2220, 1963.
- [D⁺08] F. DUVAL *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. B*, 266:4537, 2008.
- [D⁺11] P. DELAHAYE *et al.* : *In PRO-CON*, 2011.
- [Dar04] G. DARIUS : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2004.
- [Daw76] P. DAWSON : Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.
- [Del02] P. DELAHAYE : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2002.
- [Dup06] P. Van DUPPEN : *Lect. Notes Phys.*, 700:37, 2006.
- [Duv06] F. DUVAL : *Stage de D.E.A.* Université de Caen Basse-Normandie, 2006.

- [E⁺97] V. EGOROV *et al.* : *Nucl. Phys. A*, 621:745, 1997.
- [Ele07] C. ELEON : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2007.
- [F⁺10] X. FLÉCHARD *et al.* : *In TCP2010 Proceedings dans Hyperfine Interactions*, 2010.
- [F⁺11] X. FLÉCHARD *et al.* : *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 38:055101, 2011.
- [Fab15] X. FABIAN : *Thèse en cours*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2015.
- [Fei41] E. L. FEINBERG : *Sov. Phys. JETP*, 4:423, 1941.
- [FGM58] R.P. FEYNMAN et M. GELL-MANN : *Phys. Rev.*, 109:193, 1958.
- [Fie37] M. FIERZ : *Z. Phys.*, 104, 1937.
- [Flé12] X. FLÉCHARD : *Habilitation à diriger des recherches*. Université de Caen Basse-Normandie, 2012.
- [G⁺05] A. GORELOV *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 94:142501, 2005.
- [GA85] P.W. GRAY et A. AHMAD : *Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Rev. A*, 237:577, 1985.
- [Gar07] A. GARCIA : http://www.int.washington.edu/talks/WorkShops/int_07_36W/, 2007.
- [Gel96] R. GELLER : *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Institute of Physics Publishing, 1996.
- [GGS58] M. GOLDBABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR : *Phys. Rev.*, 109:1015, 1958.
- [Gho95] Pradip K. GHOSH : *Ion traps*. Clarendon press, Oxford, 1995.
- [GIM70] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI : *Phys. Rev. D*, 2:1285, 1970.
- [Glu98] F. GLUCK : *Nucl. Phys. A*, 628:493, 1998.
- [Gro59] L. GRODZINS : *Prog. Nucl. Phys.*, 7:163, 1959.
- [H⁺57] W.B. HERRMANNSFELDT *et al.* : *Phys. Rev.*, 107:641, 1957.
- [Hen01] S. HENRY : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2001.
- [JPC63] C.H. JOHNSON, F. PLEASANTON et T.A. CARLSON : *Phys. Rev.*, 132:1149, 1963.
- [JTW57a] J.D. JACKSON, S.B. TREIMAN et H.W. WYLD : *Phys. Rev.*, 106:517, 1957.
- [JTW57b] J.D. JACKSON, S.B. TREIMAN et H.W. WYLD : *Nucl. Phys.*, 4:206, 1957.
- [K⁺08] V.Yu. KOZLOV *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. B*, 266:4515, 2008.
- [K⁺12] A. KNECHT *et al.* : *arxiv :1208.6433v1*, 2012.
- [KBHK92] R. KIRCHNER, K. BURKARD, W. HÜLLER et O. KLEPPER : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. B*, 70:56, 1992.
- [Kir92] R. KIRCHNER : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. B*, 70:186, 1992.
- [KM73] M. KOBAYASHI et K. MASKAWA : *Prog. Theor. Phys.*, 49:652, 1973.
- [KR76] R. KIRCHNER et E. ROECKL : *Nucl. Instrum. and Meth.*, 133:187, 1976.
- [L⁺05] E. LIÉNARD *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. A*, 551:375, 2005.
- [L⁺11] E. LIÉNARD *et al.* : *In Proposal E634S to the GANIL Program Program Advisory Committee*, 2011.
- [L⁺12] E. LIÉNARD *et al.* : *In Proposal E646 to the GANIL Program Program Advisory Committee*, 2012.

- [Lec08] N. LECESNE : *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Rev. B*, 266:4338, 2008.
- [Lev53] J. S. LEVINGER : *Phys. Rev.*, 90:11, 1953.
- [Lié10] É. LIÉNARD : *Habilitation à diriger des recherches*. Université de Caen Basse-Normandie, 2010.
- [Lin04] M. LINDROOS : *In European Organization For Nuclear Research, CERN, AB Department*, 2004.
- [LSS⁺13] G. LI, R. SEGEL, N.D. SCIELZO *et al.* : *Phys. Rev. L.*, 110:092502, 2013.
- [LY56] T.D. LEE et C.N. YANG : *Phys. Rev.*, 104:254, 1956.
- [M⁺07a] P. MUELLER *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 99:252501, 2007.
- [M⁺07b] A. MÉRY *et al.* : *Eur. Phys. J. Special Topics*, 150:385, 2007.
- [Mau98] L. MAUNOURY : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 1998.
- [MD68] F.G. MAJOR et H.G. DEHMELT : *Phys. Rev.*, 170:91, 1968.
- [Mig41] A. B. MIGDAL : *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 11:207, 1941.
- [ML99] R.B. MOORE M.D. LUNNEY : *International Journal of Mass Spectroscopy*, 190-191:153, 1999.
- [MMS12] M. MEHLMAN, D. MELCONIAN et P.D. SHIDLING : *arXiv :1208.4078*, 2012.
- [Mé03] A. MÉRY : *Stage de D.E.A.* Université de Caen Basse-Normandie, 2003.
- [Mé07] A. MÉRY : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2007.
- [NC⁺10] O. NAVILIAT-CUNCIC *et al.* : *In Proposal for an experiment at NSCL, PAC35*, 2010.
- [NCS09a] O. NAVILIAT-CUNCIC et N. SEVERIJNS : *Phys. Rev. Lett.*, 102:142302, 2009.
- [NCS09b] O. NAVILIAT-CUNCIC et N. SEVERIJNS : *Eur. Phys. J. A*, 42:327, 2009.
- [P⁺04] D. POČANIĆ *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 93:181803, 2004.
- [P⁺09] PITCAIRN *et al.* : *Phys. Rev. C*, 79:015501, 2009.
- [P⁺10a] L. PENESCU *et al.* : *U.P.B. Sci. Bull. A*, 72:121, 2010.
- [P⁺10b] L. PENESCU *et al.* : *Rev. Sci. Instrum.*, 81:02A906, 2010.
- [Pat07] Z. PATYK : Private communication, 2007.
- [Pau30] W. PAULI : LETTER, 1930.
- [Pic10] A. PICHARD : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2010.
- [R⁺06] D. RODRÍGUEZ *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Rev. A*, 565:876, 2006.
- [Rid61] B.W. RIDLEY : *Nucl. Phys.*, 25:483, 1961.
- [Rob55] J.M. ROBSON'S : *Phys. Rev.*, 100:933, 1955.
- [RR53] B.M. RUSTAD et S.L. RUBY : *Phys. Rev.*, 89:880, 1953.
- [SBNC06] N. SEVERIJNS, M. BECK et O. NAVILIAT-CUNCIC : *Rev. Mod. Phys.*, 78:991, 2006.
- [Sch57] J. SCHWINGER : Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 1957.
- [SDW78] C. STRATOWA, R. DOBROZEMSKY et P. WEINZIERL : *Phys. Rev. D*, 18:3970, 1978.
- [Sev04] N. SEVERIJNS : *Lect. Notes Phys.*, 651:339, 2004.
- [SNC11] N. SEVERIJNS et O. NAVILIAT-CUNCIC : *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 21:23, 2011.
- [SNC13] N. SEVERIJNS et O. NAVILIAT-CUNCIC : *Phys. Scr.*, T152:014018, 2013.

- [STPT08] N. SEVERIJNS, M. TANDECKI, T. PHALET et I.S. TOWNER : *Phys. Rev. C*, 78:055501, 2008.
- [Tan10] M. TANDECKI : *In TCP2010 Proceedings dans Hyperfine Interactions*, 2010.
- [TH09] I.S. TOWNER et J.C. HARDY : *Phys. Rev. C*, 79:055502, 2009.
- [V⁺03] V. VOROBEL *et al.* : *Eur. Phys. J. A*, 16:139, 2003.
- [V⁺08] P.A. VETTER *et al.* : *Phys. Rev. C*, 77:035502, 2008.
- [V⁺10] Ph. VELTEN *et al.* : *In TCP2010 Proceedings dans Hyperfine Interactions*, 2010.
- [Vel11] P. VELTEN : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2011.
- [VR63] J.B. VISE et B.M. RUSTAD : *Phys. Rev.*, 132:2573, 1963.
- [W⁺57] C. S. WU *et al.* : *Phys. Rev.*, 105:1413, 1957.
- [W⁺59] R. F. WUERKER *et al.* : *J. App. Phys.*, 30:342, 1959.
- [W⁺87] V.A. WICHERS *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 58:1821, 1987.
- [W⁺09] F. WAUTERS *et al.* : *Phys. Rev. C*, 80:062501(R), 2009.
- [W⁺10] F. WAUTERS *et al.* : *Phys. Rev. C*, 82:055502, 2010.
- [Wol95] B. WOLF : *Handbook of Ion Sources*. CRC Press, 1995.
- [WV96] L. WAUTERS et N. VAECK : *Phys. Rev. C*, 53:497, 1996.

**Mesures de précision avec LPCTrap et développements techniques à GANIL :
corrélation angulaire $\beta - \nu$ ($a_{\beta\nu}$) et probabilité de shakeoff dans la décroissance de
 ${}^6\text{He}^{1+}$, étude de la production de nouveaux faisceaux à SPIRAL.**

Résumé

Le sujet de ce travail est double. L'objectif principal est de mesurer le paramètre de corrélation angulaire ($a_{\beta\nu}$) dans la décroissance bêta de ${}^6\text{He}^{1+}$ avec une précision relative de l'ordre de 0.5% ainsi que la probabilité de shakeoff associée. Une déviation entre les valeurs expérimentale et théorique de $a_{\beta\nu}$ mettrait en évidence l'existence de courant tensoriel dans l'interaction faible. Par conséquent, la structure en V-A du Modèle Standard utilisée pour décrire l'interaction faible serait remise en question. Un piège de Paul est utilisé pour confiner les ions d' ${}^6\text{He}^{1+}$ dans un volume très petit presque au repos afin d'avoir une source aussi bien définie que possible. Les particules bêta et les ions de recul issus de la décroissance sont détectés en coïncidence par un dispositif placé autour du piège. Ce dispositif est également sensible aux différents états de charge de l'ion de recul et permet aussi de mesurer les probabilités de shakeoff. Ces dernières et $a_{\beta\nu}$ sont déduites à partir d'une comparaison entre les données expérimentales et des simulations Monte-Carlo réalistes du spectre en temps de vol des ions de recul effectuées avec les codes SIMION et GEANT4. L'ensemble des distributions expérimentales mesurées permet de contrôler les effets systématiques principaux.

La seconde partie de cette thèse est dédiée au développement d'un nouvel Ensemble Cible Source (ECS) utilisant une source d'ions : FEBIAD (Forced Electron Beam Induced By Arc Discharge). Plusieurs expériences ont été réalisées afin de tester la fiabilité de cet ECS et mesurer les taux de production des nouveaux faisceaux attendus. Elles ont conduit à une version améliorée de celui-ci qui sera testée en décembre 2013. Dans le cadre de cette mise à niveau, les nouveaux faisceaux devraient être disponibles en 2016.

Mots clés : Corrélations angulaires (physique nucléaire), désintégration bêta, interactions faibles (physique nucléaire), sources d'ions

**Precision measurements with LPCTrap and technical developments at GANIL : $\beta - \nu$
angular correlation ($a_{\beta\nu}$) and shakeoff probability in the ${}^6\text{He}^{1+}$ β decay, study of the
production of new beams at SPIRAL.**

Abstract

The subject of this work is twofold. The main objective is to measure the $\beta\nu$ angular correlation ($a_{\beta\nu}$) in the β decay of the ${}^6\text{He}^{1+}$ at a 0.5% precision level as well as the associated shakeoff probability. Evidences of a discrepancy between the experimental value of $a_{\beta\nu}$ and the prediction in the Standard Model (SM) would mean the existence of a tensor current in the weak interaction. Consequently, it would question the V-A structure used to describe the weak interaction in the SM. A Paul trap is used to confine ${}^6\text{He}^{1+}$ ions almost at rest in a very small volume in order to provide a decay source as well defined as possible. The emitted β particle and recoil ion (RI) are detected in coincidence by detectors surrounding the trap. The setup is sensitive to the different charge states of the RIs and also allows the measurement of shakeoff probability. This latter and $a_{\beta\nu}$ are deduced from comparison with realistic Monte Carlo simulations of the time of flight spectra of the recoiling ions using GEANT4 and SIMION. The set of measured distributions enables to control the main systematic effects.

The second part of this work is dedicated to the development of a new target ion source system (TISS) using a FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) and SPIRAL1 target in the framework of its upgrade. Several experiments have been performed to test the reliability of the TISS and to measure the yields of expected new beams. These tests led to an improved design of the TISS to be tested in December 2013. Within the framework of this upgrade, new beams should be available in 2016.

Keywords : Angular correlations (nuclear physics), beta decay, weak interactions (nuclear physics), ion sources

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique